

André Filipe Arrais Pacheco Lopes

**INTERACÇÃO TÉRMICA DE EDIFÍCIOS ALTOS
COM O VENTO ATMOSFÉRICO**

LISBOA

Abril 2011

UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA
Faculdade de Ciências e Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial

INTERACÇÃO TÉRMICA DE EDIFÍCIOS ALTOS COM O VENTO ATMOSFÉRICO

Por:

André Filipe Arrais Pacheco Lopes

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Doutor J. J. Lopes de Carvalho

Presidente do Júri: Doutor Luís M. C. C. Gil

Vogais: Doutor J. J. Lopes de Carvalho

Doutor Eric L. Didier

LISBOA

Abril 2011

Agradecimentos

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer aos meus pais pela oportunidade que me deram para poder chegar até aqui e concluir o curso de Engenharia Mecânica.

Ao meu orientador, Professor J. J. Lopes de Carvalho, que sempre me transmitiu os seus conhecimentos e maior experiência, guiando-me assim no sentido mais adequado a seguir ao longo das várias etapas do trabalho. Para além disso, mostrou-se bastante disponível sempre que necessário, para me ajudar e esclarecer em algum problema que fosse surgindo.

Agradeço também o apoio prestado pelo Professor Eric Didier no domínio da simulação numérica, bem como ao Professor Luís Gil no âmbito do programa de aquisição de dados LabVIEW.

De salientar também os nomes dos meus colegas Moisés Brito e Hugo Cabrita, que me apoiaram significativamente com os seus conhecimentos na programação em MATLAB, para além de terem sido bastante prestáveis, não só durante o tempo de dissertação, mas ao longo dos últimos anos de curso.

Ao Sr. Paulo, que me ajudou a mim e ao Professor J. J. Lopes de Carvalho na montagem experimental, em particular na colocação das quatro placas que formam a superfície do túnel de vento.

À minha namorada, Inês Garcia, pela contribuição em termos de revisão de texto e da formatação gráfica do documento.

Por último, aos meus familiares, amigos e colegas não referidos, mas que, de uma maneira mais ou menos directa, contribuíram para que este trabalho fosse finalizado com sucesso.

Resumo

A acção do vento atmosférico sobre os edifícios é dos principais factores de dissipação de calor para o ambiente. Este estudo tem então como objectivo expandir o conhecimento existente no domínio da transferência de calor de corpos prismáticos, sujeitos a condições de camada limite turbulenta espessa, auxiliando na escolha das melhores opções para a fase de projecto.

O estudo é formado por duas componentes essenciais: simulação numérica com recurso ao *software* FLUENT; simulação experimental, utilizando um modelo à escala reduzida e um túnel aerodinâmico.

Na primeira etapa, foi feita a caracterização da camada limite gerada numericamente, numa malha criada pelo autor, simulando o túnel utilizado na fase experimental. Foi utilizado o modelo de turbulência $k-\varepsilon$, obtendo-se resultados bastante satisfatórios, tendo em conta os dados experimentais de Carvalho e os conceitos teóricos de camada limite.

A etapa experimental posterior focou-se no processo de interacção térmica propriamente dito. Pretende-se averiguar a influência da rugosidade e da orientação angular do prisma, no que diz respeito às trocas de calor com o ambiente. Sintetizando o processo de interacção térmica, foi analisada a evolução de *Nusselt* global, dependente de *Reynolds* e *Grashof*.

Evidencia-se que o aumento da rugosidade faz aumentar Nu . Verificou-se que até $Re \approx 8 \times 10^3$ será preferível a orientação a 0° ; ultrapassando este valor, a orientação a 45° será mais apropriada.

Abstract

The action of atmospheric wind on the buildings is one of the main factors of heat dissipation to the environment. This study aims to expand the existing knowledge in the field of heat transfer of prismatic bodies, exposed to a thick turbulent boundary layer setting, assisting to decide the best options in the project phase.

The study consists in two essential components: numeric simulation using the software FLUENT; experimental simulation, using a model at scale and an aerodynamic tunnel.

On the first stage, the turbulent boundary layer characterization was numerically generated, on a mesh created by the author, simulating the tunnel used on the experimental phase. The $k-\varepsilon$ turbulence model was used, obtaining quite satisfactory results, relying on experimental data from Carvalho and on the theoretical concepts about boundary layer.

The posterior experimental stage was focused on the heat transfer process itself. It is intended to deduce the influence of the roughness and the angular orientation of the prim, concerning the heat transfers with the environment. Summarizing the thermal interaction process, the analysis to the evolution of global *Nusselt* was made, dependent of *Reynolds* and *Gasholf*.

It is noteworthy that a roughness increase also leads to a Nu 's increase. It was noted that up to $Re \approx 8 \times 10^3$ it's preferable the 0° orientation; above this value, the orientation to 45° should be the most proper option.

Índice de conteúdos

Agradecimentos	iii
Resumo.....	iv
Abstract	v
Índice de conteúdos.....	vi
Índice de figuras	viii
Índice de tabelas	xi
Nomenclatura	xii
Capítulo 1	1
Introdução.....	1
1.1 Motivações e principal objectivo.....	1
1.2 Descrição geral do plano de trabalho.....	2
Capítulo 2	4
Simulação numérica da camada limite atmosférica	4
2.1 Objectivo e descrição global do conteúdo do capítulo	4
2.2 A camada limite atmosférica	5
2.2.1 Conceitos gerais	5
2.2.2 Descrição analítica dos perfis de velocidade média	6
2.3 Requisitos para a simulação numérica	12
2.4 Fundamentos gerais do programa numérico	14
2.5 Equações fundamentais de continuidade	15
2.6 O modelo de turbulência $k-\varepsilon$	17
2.7 Características do domínio e das malhas utilizadas	19
2.8 Especificação das condições de fronteira.....	19
2.9 Condições de entrada	20
2.10 Condições junto a paredes sólidas	21
2.11 Modelo numérico	23
2.12 Resultados de simulação numérica	28
2.12.1 Evolução longitudinal da pressão estática	28
2.12.2 Evolução longitudinal da espessura da camada limite	31
2.12.3 Evolução longitudinal da tensão superficial na parede sul.....	35

2.12.4	Perfis de velocidade média	38
2.12.5	Alterações nos perfis de velocidade com as condições de escoamento.....	41
2.12.6	Parâmetros da turbulência	43
Capítulo 3.....		49
Simulação experimental		49
3.1	Considerações gerais.....	49
3.2	Montagem experimental	50
3.2.1	O túnel aerodinâmico de camada limite	50
3.2.2	O modelo reduzido	53
3.2.3	Parâmetros característicos da rugosidade superficial.....	58
3.2.4	Posicionamento do modelo na câmara de ensaios	60
3.3	Aquisição de dados experimentais	62
3.4	Procedimento experimental	65
3.5	Interação térmica com o modelo aquecido	67
3.5.1	Parâmetros adimensionais de interesse.....	67
3.5.2	Condições físicas relevantes	70
3.5.3	Evolução do número de <i>Nusselt</i> global	71
Capítulo 4.....		81
Conclusões e comentários finais		81
Referências bibliográficas.....		84
Anexo I.....		87
Anexo II.....		88
Anexo III.....		90
Anexo IV.....		92
Anexo V.....		94
Anexo VI.....		95
Anexo VII.....		96
Anexo VIII.....		98
Anexo IX.....		99
Anexo X.....		103

Índice de figuras

Figura 2.1 - Velocidade do vento atmosférico para diferentes distâncias do solo, por <i>Deacon</i> (1955), adaptado de [8].	5
Figura 2.2 - Perfil de velocidade média de camada limite turbulenta sobre placa plana lisa, em gráfico semi-logarítmico [11].	7
Figura 2.3 - Esquema da estrutura média do perfil de velocidades na camada limite, de acordo com os parâmetros presentes na Equação (2.8).	9
Figura 2.4 - Perfis de velocidade média de camada limite atmosférica, em locais com rugosidade superficial distinta [14].	12
Figura 2.5 - Esquema de discretização QUICK, adaptado de [19].	26
Figura 2.6 - Diagrama do processo iterativo do algoritmo SIMPLEC, adaptado de [18].	27
Figura 2.7 - Localização das tomadas de pressão estática instaladas ao longo do tecto do túnel.	29
Figura 2.8 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto horizontal.	30
Figura 2.9 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto inclinado 40mm ao fim dos seus 8.940m de comprimento.	30
Figura 2.10 - Evolução longitudinal de pressão estática com superfície rugosa e tecto inclinado.	31
Figura 2.11 - Localização das estações de trabalho ao longo da câmara de ensaios do túnel de vento.	32
Figura 2.12 - Desenvolvimento dos perfis de velocidade média da camada limite turbulenta: com a câmara de ensaios em vazio (A); num ensaio numérico com rugosidade na parede sul (B).	33
Figura 2.13 - Comparação entre os valores de δ , obtidos por simulação numérica pelo autor (FLUENT) e os recolhidos experimentalmente por Carvalho.	34
Figura 2.14 - Evolução da tensão superficial na parede sul da câmara de ensaios, em condições de escoamento sobre superfície lisa e rugosa.	36
Figura 2.15 - Comparação entre os valores da tensão na parede sul do túnel aerodinâmico do FLUENT (autor) e os experimentais de Carvalho: com a câmara de ensaios em vazio (A); num ensaio numérico com rugosidade na parede sul (B).	37

Figura 2.16 - Evolução da tensão superficial na parede sul da câmara de ensaios, em condições de superfície lisa e rugosa, com a mesma velocidade de escoamento não perturbado.....	38
Figura 2.17 - Comparação dos perfis de velocidade média da simulação numérica e experimental na “estação de trabalho”, em situação de superfície lisa (A) e rugosa (B).....	39
Figura 2.18 - Evolução longitudinal da distância adimensional à parede (y^+).....	40
Figura 2.19 - Perfis de velocidade média de acordo com a lei de potência, representados em gráfico de eixos coordenados logarítmicos.....	41
Figura 2.20 - Perfis de velocidade média na “estação de trabalho” para diferentes situações de rugosidade superficial e número de <i>Reynolds</i>	42
Figura 2.21 - Perfis de intensidade de turbulência obtidos do FLUENT pelo autor.....	44
Figura 2.22 - Desenvolvimento dos parâmetros da tensão efectiva na camada limite turbulenta, adaptada de [22].	45
Figura 2.23 - Perfis de viscosidade turbulenta resultantes da simulação numérica.....	45
Figura 2.24 - Perfis de produção de energia cinética turbulenta.....	46
Figura 2.25 - Perfis da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta.....	47
Figura 2.26 - Resíduos correspondentes à simulação de escoamento sobre superfície lisa, com $U_{\infty} = 4m/s$ e tecto inclinado.....	48
Figura 2.27 - Resíduos correspondentes à simulação de escoamento sobre superfície rugosa, com $U_{\infty} = 4m/s$ e tecto inclinado.....	48
Figura 3.1 - Perspectiva geral do túnel aerodinâmico do DEMI FCT-UNL.....	51
Figura 3.2 - Imagens do sistema de rugosidade artificial, formado por réguas + cubos de madeira: situação de rugosidade máxima (A); condições de rugosidade mínima (B).....	52
Figura 3.3 - Esquema (parcial) representativo da distribuição das réguas e cubos (vista de topo).	53
Figura 3.4 - Modelo prismático em cobre, devidamente instrumentado.....	54
Figura 3.5 - Modelo reduzido em cobre: polido (A); com alguma oxidação superficial (B).....	56
Figura 3.6 – Esquema da montagem dos elementos que formam a rugosidade superficial, com os parâmetros pertencentes à lei logarítmica devidamente identificados.	59
Figura 3.7 - Variação dos parâmetros da rugosidade das leis logarítmica e de potência, para as diversas condições possíveis de concretizar com a montagem experimental, baseado em [6].....	59

Figura 3.8 - Modelo reduzido posicionado na “estação de trabalho” do túnel de camada limite.	61
Figura 3.9 - Gráfico obtido em LabVIEW referente ao aquecimento do modelo prismático, registado ao longo de um ensaio experimental.	63
Figura 3.10 - Evolução teórica do número de <i>Nusselt</i> global, adaptada de [24].	72
Figura 3.11 – Evolução do número de <i>Nusselt</i> com <i>Reynolds</i> e <i>Grashof</i> – prisma a 0°	73
Figura 3.12 - Evolução do número de <i>Nusselt</i> com <i>Reynolds</i> e <i>Grashof</i> – prisma a 45°	75
Figura 3.13 - Comparação dos dados de evolução de <i>Nusselt</i> com <i>Reynolds</i> para as duas orientações angulares do modelo em relação à direcção do escoamento médio.	76
Figura 3.14 - Dependência de <i>Nu</i> com <i>Re</i> e <i>Gr</i> , adaptada de [6]: incidência do escoamento a 0° (A); incidência do escoamento a 45° (B).	78
Figura A 1 – Evolução da estrutura da camada limite turbulenta de acordo com a lei logarítmica, para diversas condições de rugosidade superficial [13].	87
Figura A 2 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto horizontal.	90
Figura A 3 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto inclinado $40mm$, ao fim dos seus $8.940m$ de comprimento.	90
Figura A 4 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto horizontal.	91
Figura A 5 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto inclinado $40mm$, ao fim dos seus $8.940m$ de comprimento.	91
Figura A 6 – Evolução do parâmetro y^+ : superfície lisa, $U_\infty = 15m/s$	92
Figura A 7 – Evolução do parâmetro y^+ : superfície lisa, $U = 30m/s$	92
Figura A 8 – Evolução do parâmetro y^+ : superfície rugosa ($y_0 = 3mm$), $U_\infty = 4m/s$	93
Figura A 9 – Variação de velocidade média na “estação de trabalho” – escoamento sobre superfície lisa e $U_\infty \approx 4m/s$	94
Figura A 10 - Variação de velocidade média na “estação de trabalho” – escoamento sobre superfície rugosa ($y_0 = 3mm$) e $U_\infty \approx 4m/s$	94
Figura A 11 - Curva do ventilador principal do túnel do DEMI da FCT-UNL, que correlaciona a frequência de funcionamento e a velocidade de entrada de ar na câmara de ensaios.	95

Figura A 12 – <i>Slot NI SCXI</i> –1112 de 8 entradas, para aquisição e amplificação de sinais analógicos provenientes de termopares.....	96
Figura A 13 – <i>Chassis NI SCXI</i> –1000 com capacidade para instalação até 4 <i>slots</i>	96
Figura A 14 – Placa <i>NI PCI MIO16E4</i>	97
Figura A 15 – Diagrama de bloco programado pelo autor em LabVIEW, referente à aquisição dos dados de temperatura.	98

Índice de tabelas

Tabela 2.1 - Valores de espessura de rugosidade típicos, adaptado de [12]......	9
Tabela 2.2 - Valores de n e δ a aplicar na lei de potência, adaptada de [14].	11
Tabela 3.1 - Quadro sumário com as condições de rugosidade superficial investigadas ao longo do presente estudo, através de simulação numérica ou experimental.....	60
Tabela A 1 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 2mm$, com o modelo a 0°	99
Tabela A 2 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 7mm$, com o modelo a 0°	100
Tabela A 3 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 2mm$, com o modelo a 45°	101
Tabela A 4 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 7mm$, com o modelo a 45°	102

Nomenclatura

A_b	área da base do prisma, m^2 .
A_p	área de permuta, m^2 .
B	constante de integração da lei logarítmica.
Bi	número de <i>Biot</i> .
ΔB	função da altura adimensional K_s^+ .
C	constante referente ao deslocamento das curvas de evolução de $\overline{Nu}(Re)$.
C_s	constante respeitante ao tipo de distribuição da rugosidade.
$C_{\mu,1,2}$	constantes do modelo de turbulência $k - \varepsilon$.
c_p	calor específico a pressão constante, $J/(Kg \cdot K)$.
D_h	diâmetro hidráulico, m .
d	altura de deslocamento do plano base, m .
E	constante empírica da lei de parede, (≈ 9.793) .
G_k	quantidade gerada de k , m^2/s^2 .
Gr	número de <i>Grashof</i> .
g	aceleração gravítica, m^2/s^2 .
h	altura dos elementos de rugosidade, acima do topo das réguas, m .
h_c	coeficiente de transmissão de calor por convecção, $W/(m^2 \cdot K)$.
I	intensidade de corrente eléctrica, A .
I_t	intensidade de turbulência.
K_s^+	altura equivalente à rugosidade de <i>Nikuradse</i> adimensionalizada.
K_s	altura equivalente à rugosidade de <i>Nikuradse</i> , m .
k	energia cinética turbulenta, m^2/s^2 .
k_p	energia cinética turbulenta no ponto P , m^2/s^2 .
L	comprimento longitudinal do túnel aerodinâmico, $(L = 8.940)$, m .
L_c	dimensão característica, m .
l	escala de comprimento, m .

Nu	número de <i>Nusselt</i> .
n	inverso do expoente da lei de potência.
P	pressão estática, Pa .
\tilde{P}	valor local instantâneo da pressão, Pa .
P_b	potência perdida por condução pela base, W .
P_c	potência perdida por convecção, W .
P_r	potência perdida por radiação, W .
P_t	potência total dissipada por efeito de <i>Joule</i> , W .
Pr	número de <i>Prandtl</i> .
Pr_k	número de <i>Prandtl</i> referente a k .
Pr_ε	número de <i>Prandtl</i> referente a ε .
Ra	número de <i>Rayleigh</i> .
Re	número de <i>Reynolds</i> .
\vec{r}	vector deslocamento, m .
S	termo fonte, " <i>SI</i> ".
T_b	temperatura da base do prisma aquecido, K .
T_i	temperatura na interface entre os materiais isolante e acrílico, K .
T_p	temperatura de permuta da superfície do prisma aquecido, K .
T_∞	temperatura do escoamento não perturbado pelo prisma aquecido, K .
t	variável de tempo, s .
U	velocidade média, m/s .
U_i, U_j, U_k	valores locais médios referentes ao vector velocidade, m/s .
\tilde{U}_i, U_j, U_k	valores locais instantâneos referentes ao vector velocidade, m/s .
U^+	velocidade média adimensionalizada.
U_{ref}	velocidade de referência, m/s .
U_∞	velocidade média na região de escoamento não perturbado, m/s .
u^*	velocidade de atrito, m/s .
u_p	velocidade média no centróide da célula adjacente à parede, m/s .

u_τ	velocidade de atrito, $\left(u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}}\right)$, m/s .
V	tensão eléctrica, V .
$.vi$	extensão pela qual se identifica o ficheiro do tipo instrumento virtual de LabVIEW.
x_i, x_j, x_k	coordenadas de posição segundo os diferentes eixos, m .
Δx	espessura do material isolante, m .
y	coordenada cartesiana vertical com origem em d , m .
y'	coordenada cartesiana vertical com origem no solo/na soleira do túnel, m .
y^+	distância adimensional à parede.
y^*	distância adimensional à parede.
y_p	distância desde a parede até ao centróide da primeira célula adjacente, m .
y_0	espessura de rugosidade aerodinâmica, m .

Letras gregas

α	difusividade térmica, m^2/s .
β	coeficiente de expansão volumétrica, K^{-1} .
δ	espessura de camada limite, m .
δ^+	espessura adimensional de camada limite para um determinado valor de <i>Reynolds</i> .
δ_d	espessura de deslocamento, m .
δ_m	espessura de quantidade de movimento, m .
δ_{ij}	operador delta de <i>Kronecker</i> .
ε	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, m^2/s^3 ;
ε_c	emissividade do cobre polido.
ε_p	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta num ponto P , m^2/s^3 .
ϕ	variável genérica de transporte.
ϕ_c	valor de ϕ no centróide na célula.
ϕ_f	valor de ϕ na fronteira entre células adjacentes.
Γ	coeficiente de difusividade térmica, $(\Gamma = \lambda_f / c_p)$, $(Kg \cdot s)/m$.
κ	constante de <i>von Kármán</i> , (≈ 0.42) .

λ	condutividade térmica do material isolante, $W/(m \cdot K)$.
λ_c	condutividade térmica do cobre, (≈ 380), $W/(m \cdot K)$.
λ_f	condutividade térmica do ar, $W/(m \cdot K)$.
μ	viscosidade dinâmica molecular do fluido, $Pa \cdot s$.
μ_{ef}	viscosidade efectiva, $Pa \cdot s$.
μ_{turb}	viscosidade turbulenta, $Pa \cdot s$.
ν	viscosidade cinemática, m^2/s .
ρ	massa volúmica, Kg/m^3 .
ρ_0	massa volúmica de referência, Kg/m^3 .
$\tilde{\rho}$	valor local instantâneo da massa volúmica do fluido, Kg/m^3 .
σ	constante de <i>Stefan-Boltzmann</i> , ($= 5.67 \times 10^{-8}$), $W/(m^2 \cdot K^4)$.
σ_u	desvio padrão das flutuações da velocidade, m/s .
τ_s	tensão superficial, Pa .

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivações e principal objectivo

Ao longo dos últimos anos, tem vindo a verificar-se o constante crescimento no consumo de energia por parte da população mundial [1]. *Kreith* e *West* consideram que a energia é um pilar fundamental na sociedade actual, sendo o seu correcto aproveitamento essencial para a riqueza de qualquer país [2]. Em particular, os países ditos desenvolvidos, onde se consomem aproximadamente três quartos da totalidade dos recursos energéticos mundiais, devem ser capazes de a utilizar racionalmente. Nestas nações, de acordo com *Burberry*, aproximadamente 25% dessa energia tem como destino final a climatização de espaços em edifícios de habitação e comerciais [3]. Torna-se então evidente a importância de que, tanto os seus ocupantes estejam familiarizados com métodos de boa economia energética, como, em primeira instância, que os seus projectos sejam feitos de forma a torná-los termicamente eficientes. Para isto, a equipa de projecto deve ter informação rigorosa sobre o tipo de meio e clima onde o edifício estará inserido, de forma a minimizar a sua dependência energética, aproveitando ao máximo o potencial solar disponível, e tendo simultaneamente em conta as diversas formas de perda de calor do mesmo.

Este trabalho enquadra-se neste último aspecto, o da redução da dependência energética dos edifícios, focando-se na sua interacção térmica com o vento atmosférico. Surge no seguimento de outros trabalhos entre, os quais se destacam pela semelhança os de Quintela e Carvalho.

O principal objectivo deste estudo é o de estender um pouco o conhecimento já existente acerca do modo como os edifícios reagem termicamente e de uma forma global, quando sujeitos a condições de vento atmosférico, em específico os que apresentam forma exterior prismática e elevada envergadura.

Para além das razões já enumeradas como fonte de motivação para este trabalho, surge ainda o facto de que os estudos mais tradicionais realizados nesta área, se focarem na análise da estrutura de camadas limites geradas sobre placas planas consideradas lisas, conforme é referido em [4]. No entanto, tendo em conta o objectivo principal neste caso, considerar a superfície do escoamento como sendo lisa, não pode passar apenas de uma aproximação grosseira da realidade e deve servir somente como fonte de comparação de resultados. Isto porque, na realidade, os locais de interesse para o estudo, sejam eles cidades ou zonas de campo mais abertas onde se possam situar os edifícios, apresentam sempre algum grau de rugosidade superficial. Assim, este trabalho, tal como alguns outros que têm vindo a ser desenvolvidos nos últimos anos, apresenta bastante interesse, pois permite caracterizar melhor os escoamentos de ar sobre superfícies sólidas rugosas.

1.2 Descrição geral do plano de trabalho

Tratando-se de um estudo realizado para escoamento de camada limite atmosférica, ou seja, em regime de turbulência, o recurso à experimentação torna-se fundamental, uma vez que neste campo os fenómenos dão-se de uma forma aleatória, não havendo leis matemáticas completamente exactas para os descrever. O método experimental é neste sentido o melhor modo de prever as diversas situações passíveis de ocorrer, e assim fazer uma maior aproximação à realidade, possibilitando que se tomem as melhores decisões na fase de projecto dos edifícios.

Um outro método de previsão deste tipo de fenómenos e que tem vindo a ganhar notoriedade ao longo das últimas décadas, acompanhando a contínua evolução dos recursos informáticos disponíveis, é a simulação numérica. Este tipo de simulação foi também utilizado neste trabalho, de modo a verificar até que ponto seria possível reproduzir numericamente a camada limite gerada e estudada experimentalmente, por outros autores, em túnel aerodinâmico. A sua principal vantagem, em relação ao método experimental, é que o investigador apenas necessita de um computador com capacidade para executar um *software* específico de modelação e cálculo. Isto implica um investimento em termos materiais muito inferior e em muitos casos uma grande vantagem em relação ao tempo necessário na realização do estudo.

Assim sendo, e numa primeira etapa deste trabalho, a camada limite atmosférica foi simulada numericamente utilizando o *software* de dinâmica de fluidos computacional da ANSYS, composto pelo GAMBIT e pelo FLUENT. Foram geradas as malhas tridimensionais da câmara de ensaios do túnel aerodinâmico (utilizado para a realização dos ensaios experimentais) adequadas às diferentes condições físicas do problema, impostas as condições fronteira nos limites do domínio computacional e as restantes características do escoamento, tais como o modelo de turbulência. Os resultados numéricos obtidos foram depois comparados com os dos estudos de Carvalho [5] e [6], como forma de serem discutidos e validados.

Na fase seguinte do projecto procedeu-se à simulação experimental. Devido ao maior grau de complexidade e à menor capacidade de controlo das condições de ensaio, que envolveria um estudo deste tipo à escala real, a somar ao actual elevado nível de confiança de que possui a simulação em pequena escala, recorreu-se à utilização de um modelo de edifício à escala reduzida, que foi testado em túnel aerodinâmico. O túnel de camada limite utilizado encontra-se instalado no laboratório de Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica Aplicada, no Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial pertencente à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa. A câmara de experiências deste túnel de vento é relativamente longa e encontra-se instrumentada com diversas régua de madeira, cujas posições são reguláveis em altura, possibilitando simular diferentes condições de rugosidade superficial. O modelo prismático aquecido a ensaiar foi colocado na zona de teste sobre uma base acrílica, a qual permite que se altere facilmente a sua orientação angular ao longo dos ensaios. É nestas condições que é então submetido a escoamentos isotérmicos com diversas velocidades características.

Por último, no capítulo final desta dissertação, faz-se uma análise geral dos resultados e comentários de maior registo, tirando-se as conclusões principais inerentes a este estudo. Apontam-se também as principais dificuldades encontradas ao longo da execução do trabalho e são feitas propostas com vista à melhoria/complemento futuro do estudo presentemente realizado.

Capítulo 2

Simulação numérica da camada limite atmosférica

2.1 Objectivo e descrição global do conteúdo do capítulo

Tratando-se de um estudo de transferência de calor que envolve camada limite dinâmica turbulenta, é obviamente indispensável conhecer as características essenciais desse tipo de escoamento. Só assim é possível fazer-se, posteriormente, uma análise criteriosa do processo de interacção térmica, que no caso particular deste estudo se dá entre o modelo reduzido de edifício alto e o escoamento incidente, que simula em túnel aerodinâmico o vento atmosférico real.

Uma vez que para a realização dos ensaios experimentais se aproveitou uma montagem já existente, para a qual as principais características da camada limite já haviam sido estudadas, validadas e documentadas, surgiu a hipótese da realização de um estudo numérico baseado nessa mesma montagem. O propósito principal seria verificar até que ponto se conseguiam atingir valores tão próximos quanto possível dos experimentais, e deste modo validar a utilização do modelo numérico utilizado na simulação da camada limite atmosférica.

Este **Capítulo 2** foca-se então na componente dinâmica do estudo, correspondente à simulação numérica do desenvolvimento da camada limite turbulenta, ao longo da câmara de ensaios do túnel aerodinâmico utilizado na fase experimental. Engloba alguns apontamentos sintéticos acerca de algumas das mais importantes características da estrutura da camada limite, bem como uma breve descrição do método numérico, evidenciando-se os motivos para a escolha dos diversos processos de cálculo utilizados, desde o modelo de turbulência até aos métodos de discretização. No final, os resultados obtidos para as várias condições de escoamento estudadas são apresentados e comparados com os dados experimentais recolhidos por Carvalho em [5] e [6], e também analisados

tendo em conta os conceitos teóricos de camada limite, possibilitando assim a validação do procedimento numérico utilizado.

Para a simulação numérica do túnel aerodinâmico do DEMI, foi utilizado o pacote de *software* de Dinâmica de Fluidos Computacional da ANSYS, que inclui os programas GAMBIT 2.2.30 (pré-processador) e FLUENT 6.3.26 (pós-processador e *solver*), conforme referido no Subcapítulo 1.2.

2.2 A camada limite atmosférica

2.2.1 Conceitos gerais

Ao longo das últimas décadas, diversos autores se têm dedicado a estudar a estrutura da camada limite atmosférica. Entre eles encontram-se, por exemplo, *Sherlock*, *Deacon* e o mais conceituado *Davenport*. Com os estudos que efectuaram, conseguiram distinguir o seguinte conjunto de importantes características desta região da atmosfera mais próxima do solo: a velocidade do vento cresce com a distância ao solo; as flutuações em torno da velocidade média são significativas, tendo em conta a média das mesmas; e os padrões de massas de ar organizadas possuem dimensões na ordem das dezenas de metros [7] e [8].

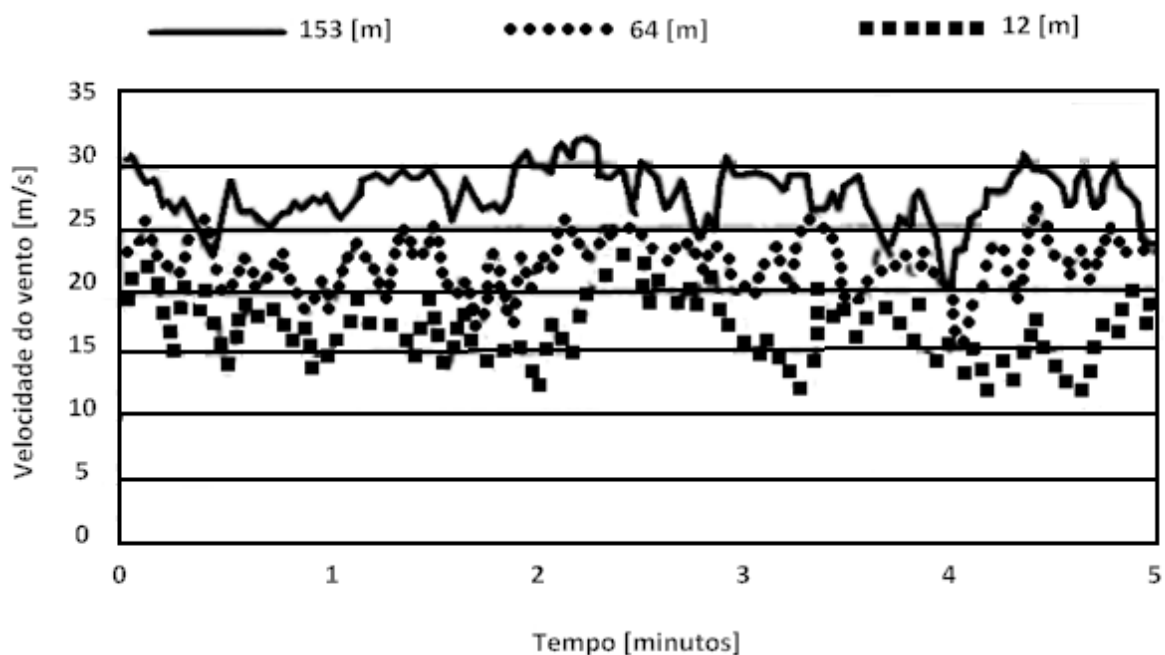


Figura 2.1 - Velocidade do vento atmosférico para diferentes distâncias do solo, por *Deacon*, adaptado de [8].

Esta camada, que tal como o próprio nome indica, se forma junto das fronteiras sólidas, resulta essencialmente do atrito gerado pela superfície que se encontra em contacto com o ar em movimento. Este efeito tende a retardar o movimento de progressão do escoamento, formando esta região com espessura δ , que se estende desde o plano base até à altura ao solo onde $U \approx 0.99 \cdot U_{\infty}$.

Garratt, propõe a camada limite atmosférica definida como a camada de ar imediatamente acima da superfície terrestre, na qual o atrito entre o ar e os elementos do solo, o processo de aquecimento/arrefecimento, bem como o efeito rotacional da Terra, influenciam directamente, em escalas de tempo menores que 1 dia, os processos de transporte de massa, quantidade de movimento e energia. Estes realizam-se numa dimensão característica de comprimento de ordem igual ou inferior a δ [9].

Em termos de localização na atmosfera terrestre, a camada limite está situada na região interior da troposfera, atingindo em média aproximadamente 1000m sobre as regiões continentais, variando esta dimensão essencialmente com a rugosidade superficial local.

Considerar-se a existência de uma região de camada limite na estrutura de um escoamento, funciona como hipótese simplificativa para estudos desta natureza, pois permite distinguir claramente a zona em que a viscosidade molecular do fluido é realmente importante, considerando-o invíscido no restante domínio [10].

2.2.2 Descrição analítica dos perfis de velocidade média

A própria camada limite não se trata de uma estrutura singular, sendo formada por um conjunto de subcamadas com características distintas. A forma mais simples de distinguir estas zonas é fazendo a representação do perfil de velocidade média em gráfico semi-logarítmico, conforme se pode ver na **Figura 2.2**.

Os parâmetros y^+ e U^+ , que figuram nos eixos coordenados da **Figura 2.2**, representam a altura e velocidade adimensionais, sendo dados respectivamente pelas **Equações (2.1)** e **(2.2)**, onde surge u_{τ} , denominada por velocidade de atrito.

$$y^+ = \frac{u_{\tau} \cdot y_P}{\nu} \quad (2.1)$$

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2.2)$$

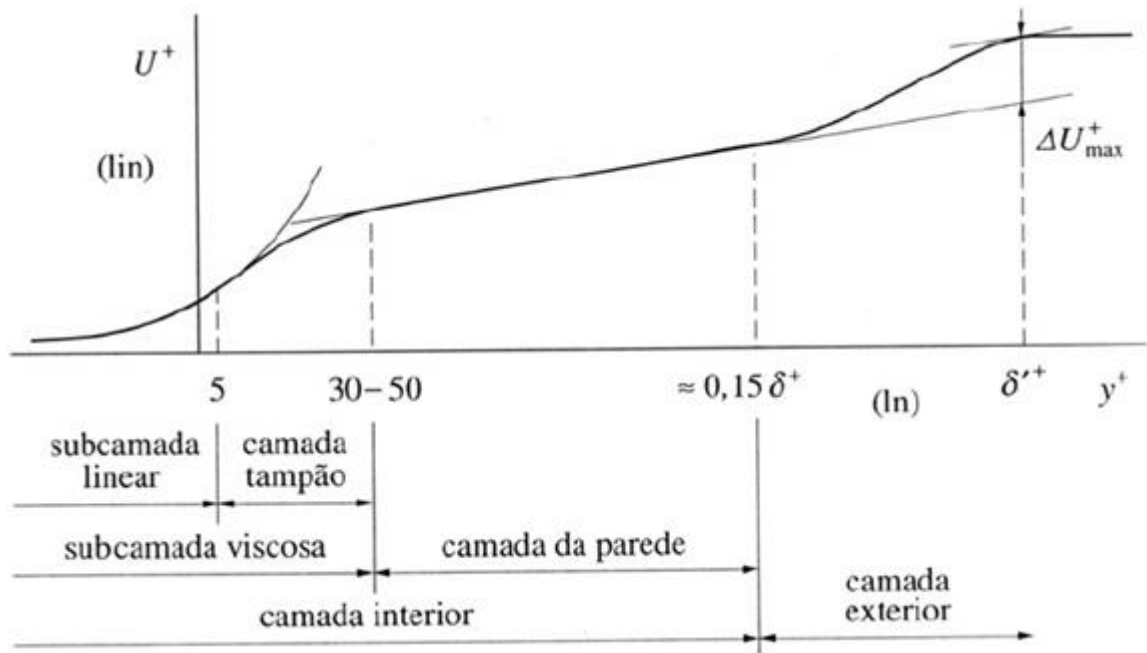


Figura 2.2 - Perfil de velocidade média de camada limite turbulenta sobre placa plana lisa, em gráfico semi-logarítmico [11].

A camada limite é geralmente dividida em duas camadas: a camada interior, que se estende até $\approx 15\%$ de espessura total; e a camada exterior, também conhecida por camada de Ekman.

Na região imediatamente adjacente à parede, até $y^+ = 5$, o escoamento é influenciado pelos efeitos locais, em particular pelo efeito da rugosidade superficial, caracterizando-se por uma estrutura bastante complexa e com elevado nível de turbulência. É denominada por subcamada linear, devido ao facto da sua distribuição de velocidades ser linear.

$$U^+ = y^+ \quad (2.3)$$

Segue-se uma região de transição, compreendida entre $5 < y^+ < 30 - 50$, que em conjunto com a anterior, formam a subcamada viscosa.

A partir de $y^+ > 30 - 50$ e até ao final da camada interior, o perfil de velocidades é normalmente descrito de modo bastante preciso, por uma lei logarítmica geral do tipo,

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B - \Delta B(K_s^+) \quad (2.4)$$

que para os casos específicos de escoamento sobre superfície lisa e rugosa, fica, respectivamente,

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5.2 \quad (2.5)$$

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y^+}{K_s^+}\right) + 8.5 \quad (2.6)$$

sendo κ a constante empírica universal de *von Kármán* (≈ 0.42) e K_s^+ a altura equivalente à rugosidade de *Nikuradse* na sua forma adimensional, dada por:

$$K_s^+ = \frac{u_\tau \cdot K_s}{\nu} \quad (2.7)$$

Em termos físicos, a diferença entre a lei para superfícies lisas **(2.5)** e a referente a superfícies rugosas **(2.6)**, é que a viscosidade cinemática na primeira é substituída pela dimensão característica da rugosidade. Esta modificação é fácil de ser entendida, uma vez que o efeito que a superfície rugosa exerce na distribuição de quantidade de movimento do escoamento é muito maior do que no caso de um plano liso, tornando o efeito viscoso comparativamente irrelevante.

No **Anexo I** junta-se um gráfico, no qual está representada a evolução do perfil de velocidade média para diversas condições de rugosidade superficial, transmitindo uma ideia da forma como se modificam os valores das variáveis presentes na **Equação (2.4)**.

Sem recorrer a termos adimensionais, é usual utilizar-se a lei logarítmica na sua forma mais conhecida (**Equação (2.8)**)

$$\frac{U(y)}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y' - d}{y_0}\right) \quad (2.8)$$

Os parâmetros y_0 e d estão relacionados directamente com a rugosidade superficial local. O primeiro equivale à espessura de rugosidade aerodinâmica, definida por analogia com uma superfície coberta uniformemente por grãos de areia de dimensão y_0 (rugosidade de

Nikuradse), variando geralmente o seu valor entre $1mm$ e $1m$. O último corresponde à altura de deslocamento do plano base, devido à perturbação provocada pela presença dos elementos que formam a superfície rugosa.

Na **Tabela 2.1** são apresentados diversos valores de y_0 , que correspondem aos vários exemplos de terreno mais usuais neste tipo de estudo.

Tabela 2.1 - Valores de espessura de rugosidade típicos, adaptado de [12].

Tipo de terreno	Espessura da rugosidade, $y_0 [m]$
Cidades, Florestas (árvores de grande porte)	0.7
Subúrbios, Florestas (árvores de médio porte)	0.3
Aldeias, Florestas (árvores de pequeno porte)	0.1
Campo aberto com pouca vegetação	0.03
Zonas de planície	0.01
Zonas desertas, mar e gelo	0.001

Na figura seguinte, está representado o esquema de um perfil de velocidade média sobre uma região urbana, onde se identificam os vários termos que englobam a equação da lei logarítmica **(2.8)**.

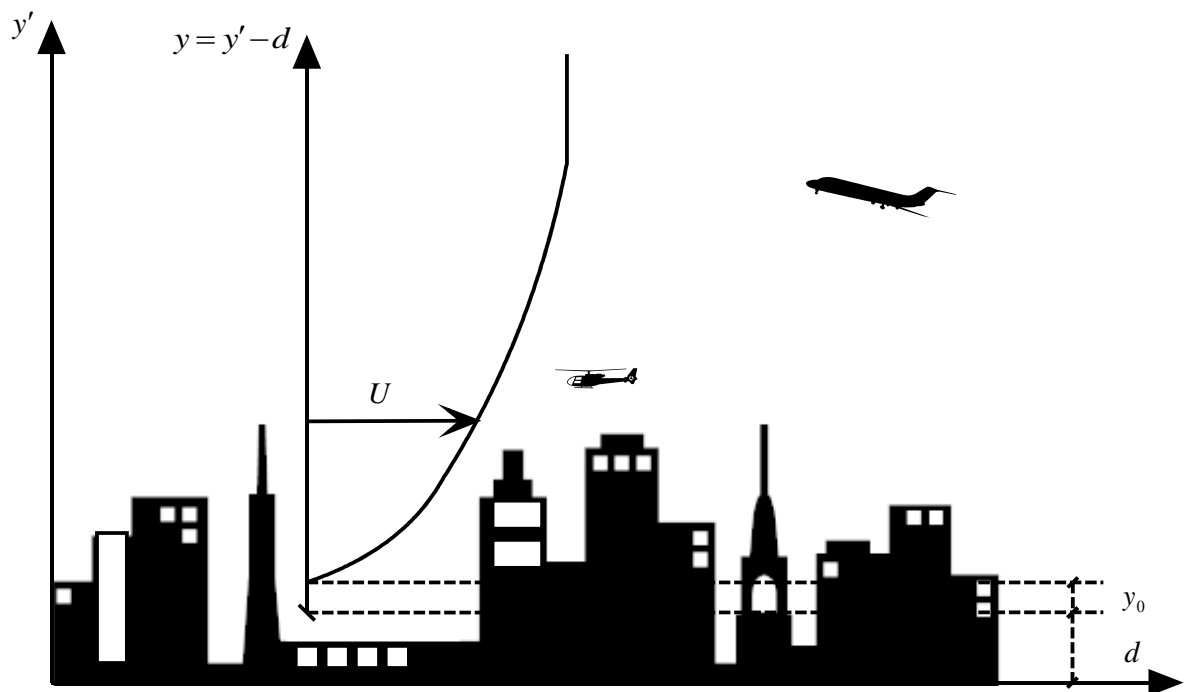


Figura 2.3 - Esquema da estrutura média do perfil de velocidades na camada limite, de acordo com os parâmetros presentes na **Equação (2.8)**.

Embora se saiba da ocorrência de movimentos de natureza bastante turbulenta desde o solo, teoricamente, admite-se que o perfil de velocidade média parte da coordenada correspondente a $d + y_0$, onde a velocidade se considera nula (condição de não escorregamento para fluidos newtonianos).

A lei logarítmica, mesmo descrevendo perfeitamente apenas 15% da espessura δ , é bastante importante na caracterização da estrutura da camada limite, devido aos elevados gradientes verticais de velocidade junto da fronteira sólida, abrangendo assim valores cerca de $0.7 \cdot U_\infty$.

A correspondência matemática entre a lei logarítmica **(2.8)** e a da **Equação (2.6)**, faz-se normalmente de acordo com a seguinte relação entre os valores de K_s e y_0 [11] e [13].

$$K_s \approx 30 \cdot y_0 \quad (2.9)$$

Por fim, com a transição da camada de parede para a camada mais exterior, o perfil de velocidades tende a afastar-se da lei logarítmica, passando a ajustar-se melhor a uma do tipo potência,

$$\frac{U(y)}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.10)$$

Ao contrário da lei logarítmica, que se apoia directamente em parâmetros físicos do escoamento, esta lei apenas tem a sua parcela física implícita no termo “inverso do expoente” (n), o qual caracteriza o grau de enchimento do perfil de velocidades. No entanto, a lei de potência não se limita apenas à camada exterior, descrevendo de forma bastante razoável a generalidade da camada limite turbulenta.

Os valores dos parâmetros n e δ da **Equação (2.10)** para os casos mais característicos e maior interesse para o trabalho a desenvolver, são apresentados na **Tabela 2.2**, que tem como base os trabalhos do autor *Davenport*.

Tabela 2.2 - Valores de n e δ a aplicar na lei de potência, adaptada de [14].

Situações típicas	n	$\delta[m]$
Terreno aberto	7	275
Zona suburbana	3.5	400
Centro de grande cidade	2.5	520

Observando os valores da tabela anterior, verifica-se que quanto maior a obstrução que a superfície provoca ao movimento do vento, menor é o valor de n , sendo consequentemente maior o valor de α ($\alpha = 1/n$). Respeitando o domínio de validade desta lei de potência ($0 \leq y/\delta < 1$) e fazendo diminuir apenas o expoente α , verifica-se que a velocidade média do escoamento decresce para o mesmo valor de altura ao solo y . Na prática, isto corresponde a ter-se um perfil mais vazio junto ao solo, com o aumento da rugosidade superficial do terreno.

Fazendo uma análise em termos teóricos da **Equação (2.10)**, numa situação em que

$n \rightarrow \infty \Rightarrow \alpha \rightarrow 0$, consequentemente $\frac{U(y)}{U_\infty} = 1$. Neste caso, todo o perfil de velocidade

média seria constante, o que apenas poderia acontecer caso o efeito de atrito entre o escoamento e a superfície não existisse de todo, anulando a condição de não escorregamento válida para fluidos newtonianos entre os quais se encontra o ar.

Verifica-se também que no caso de $y = \delta$, o valor de $\partial U / \partial y = U_\infty / (n\delta) \neq 0$, existindo assim gradiente vertical de velocidade para além da espessura de camada limite e ainda $\partial U / \partial y = \infty$ em $y = 0$, inviabilizando o recurso a esta lei para determinar o coeficiente de fricção (C_f) [11].

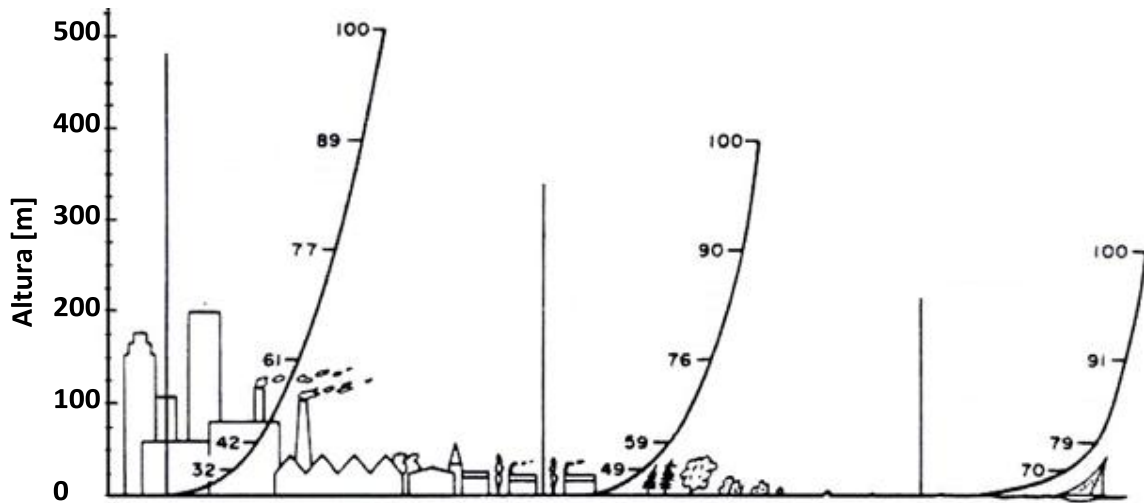


Figura 2.4 - Perfis de velocidade média de camada limite atmosférica, em locais com rugosidade superficial distinta [14].

A **Figura 2.4** anterior, referente aos trabalhos de *Davenport*, permite obter uma ideia clara do modo como evolui um perfil médio de velocidades de camada limite do vento atmosférico, para locais correspondentes aos da **Tabela 2.2**.

A situação de esvaziamento dos perfis de velocidades médias referida anteriormente verifica-se de forma clara na **Figura 2.4**. Enquanto que por exemplo, no caso de localização em centro urbano se tem $U(50m) \approx 0.42 \cdot U_{\infty}$, em condições de em campo aberto/mar esta altura corresponde já a $U(50m) \approx 0.79 \cdot U_{\infty}$. Percebe-se assim também o porquê da espessura δ ser muito superior nas grandes cidades do que em terrenos planos abertos, nos quais a impedimento à passagem do movimento de ar é muito inferior.

2.3 Requisitos para a simulação numérica

Revistos os conceitos básicos acerca da forma como evolui a estrutura de uma camada limite atmosférica, segue-se agora a exposição dos requisitos básicos a cumprir na sua simulação numérica.

Em primeiro lugar, ao simular-se numericamente o desenvolvimento da camada limite atmosférica, é inviável, ou pelo menos pouco conveniente, ter de representar os obstáculos que se encontram a obstruir a passagem do ar na superfície. Neste estudo em particular, as réguas e cubos de madeira, que experimentalmente funcionam como as fontes de rugosidade superficial, não são explicitamente colocados no domínio do problema numérico.

Ao invés, é inserido no FLUENT um parâmetro que simula o efeito provocado por estes elementos à passagem do escoamento. No entanto, tal como se tem vindo a verificar nos últimos anos por intermédio de vários autores, desde *Mathews*, passando por *Zhang*, até *Blocken* e *Carmeliet*, problemas podem surgir ao longo da resolução numérica da camada limite turbulenta, se não se tiverem em conta alguns pontos importantes na simulação do seu desenvolvimento [13]. Os requisitos mais importantes e aos quais se deve dar particular atenção na altura de simular a camada limite atmosférica são:

1. A malha discretizada deve ser suficientemente refinada junto às superfícies sólidas, para que os perfis de camada limite do escoamento turbulento sejam correctamente definidos;
2. O escoamento deve apresentar homogeneidade transversal, o que implica a inexistência de gradientes de pressão;
3. O centróide das células adjacentes às paredes sólidas deve estar a uma distância nunca inferior à altura física de rugosidade, isto é, $y_p \geq K_s$;
4. Saber que o valor do parâmetro “altura física de rugosidade” (K_s), utilizado pelo FLUENT, e da espessura de rugosidade aerodinâmica (y_0), utilizado nos trabalhos experimentais de Carvalho [5] e [6], não é o mesmo (ver **Equação (2.9)**).

Satisfazer todos os requisitos simultaneamente é geralmente impossível. A principal razão é incompatibilidade entre o primeiro e os dois últimos pontos anteriores. Isto porque, para se obter uma representação real dos perfis de turbulência, é obviamente necessária a existência de um maior número de células na região onde os gradientes são mais elevados, ou seja, junto às fronteiras sólidas (ponto 1). No entanto, é também verdade que ao considerar os perfis de velocidade média e dos restantes parâmetros da turbulência com origem no topo da altura física de rugosidade, não tem qualquer significado físico colocar pontos de cálculo abaixo do valor de K_s (ponto 3). Tendo em conta a equivalência referida no ponto 4, os dois requisitos anteriores tornam-se assim contraditórios.

Na análise feita por *Richards* e *Younis* ao estudo de *Mathews*, estes verificaram que ao se inserirem perfis de camada limite na secção de entrada do domínio de cálculo, obtidos de acordo com $K_s = 30 \cdot y_0$, onde a partir daí a espessura de rugosidade superficial toma o valor $K_s = y_0$, os perfis de velocidade e intensidade de turbulência rapidamente se

afastavam dos perfis de entrada, adaptando-se à nova rugosidade. Assim, o fluido acelerava junto ao plano base, à medida que a espessura de camada limite (δ) e a intensidade de turbulência (I_t) diminuía[m] [13] e [15].

Em [13], são propostas pelos autores várias metodologias para contornar estes problemas, apesar de todas elas apresentarem limitações. No caso particular deste trabalho, as soluções que se revelam de maior interesse são:

- A modelação explícita dos componentes que formam a rugosidade superficial – tem como desvantagem o elevado tempo de criação/configuração da malha, bem como posteriormente no cálculo e implica ainda o recurso a *hardware* com maior capacidade de memória.
- Redução do comprimento do domínio de cálculo numérico, ou seja, considerar apenas uma parcela do túnel mais próxima da estação de trabalho onde se encontra o edifício (na simulação experimental) – não aplicável devido à falta de dados experimentais disponíveis, em particular dos parâmetros da turbulência, para secções do túnel que não a de entrada.
- Definir a tensão de corte na superfície rugosa – isto implica que a tensão superficial deixa de ser resultado do cálculo, passando a ser uma condição imposta pelo utilizador.

Esta última opção foi a escolhida para ser utilizada neste estudo, uma vez que se encontravam disponíveis dados experimentais referentes à tensão de corte ao longo da superfície do túnel. Para além disso, é bastante recomendada pelos autores de [13], pois permite boa homogeneidade transversal (requisito 2) e geram erros nos resultados obtidos inferiores a 5% ao longo de todo o domínio.

2.4 Fundamentos gerais do programa numérico

O programa utilizado como *solver* do problema numérico, o FLUENT, serve-se do método dos volumes finitos, como técnica de resolução das equações que regem o escoamento na obtenção da solução numérica. Este método surge como uma evolução do método das diferenças finitas. No entanto, a sua base da formulação de cálculo é distinta, uma vez que o método das diferenças finitas recorre a deduções matemáticas a partir de aproximações de derivadas usando séries de *Taylor*, e este último apoia-se numa formulação integral das leis

de conservação, aplicadas aos diversos volumes de controlo, para obtenção das suas equações discretas [16] e [17].

A sua principal valia é que ao utilizar uma discretização directa das formas integrais das leis da conservação de massa, movimento e energia, garante que as quantidades se mantêm preservadas ao longo de todo o domínio discretizado do problema. Apresenta-se também como sendo razoavelmente flexível, uma vez que não necessita de uma malha rigidamente estruturada, permitindo variar a posição e forma dos elementos de controlo da malha, assim como a precisão na avaliação de resultados dos escoamentos [16].

2.5 Equações fundamentais de continuidade

No estudo numérico realizado neste trabalho, apenas se deseja simular a geração e desenvolvimento da camada limite dinâmica turbulenta e não o processo de transferência de calor. Como tal, as equações que o FLUENT resolve ao longo das diversas simulações efectuadas, são apenas as equações da conservação de massa e quantidade de movimento. Estas representam matematicamente os seguintes pressupostos físicos [18]: a massa de fluido é conservada e a taxa de variação de quantidade de movimento é proporcional à soma das forças numa partícula de fluido (segunda lei de *Newton*).

As duas equações, em derivadas parciais, de equilíbrio local do escoamento de fluido em relação à conservação de massa e quantidade de movimento, são, respectivamente,

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{\rho} \tilde{U}_i) = S \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\tilde{\rho} \tilde{U}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{\rho} \tilde{U}_i \tilde{U}_j) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] = S \quad (2.12)$$

Em termos de nomenclatura, $\tilde{U}_i, \tilde{U}_j, \tilde{U}_k, \tilde{\rho}$ e \tilde{P} representam os valores locais instantâneos da velocidade, massa volúmica e pressão, respectivamente; t é a variável tempo; x_i, x_j, x_k são as coordenadas de posição segundo os diferentes eixos; a viscosidade dinâmica do fluido é representada por μ ; δ_{ij} é o operador delta de *Kronecker*; finalmente, g_j é a componente

gravitacional local da aceleração, segundo a direcção do eixo coordenado j . Uma vez que no estudo realizado não existem fontes de adição exteriores, em ambas as equações $S = 0$.

Como se tratam de escoamentos que se dão em regime de turbulento, onde a aleatoriedade e as contínuas alterações são em escalas pequenas de tempo e espaço, é usual e bastante útil utilizarem-se métodos de simplificação e aproximação das equações de conservação. Entre estes, encontra-se o conhecido método RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), no qual as equações de conservação anteriores são modificadas, substituindo-se as variáveis instantâneas por valores médios, tornando-as mais “leves” para o cálculo [19]. Tendo em conta as simplificações anteriores, e como neste estudo se considera o escoamento estacionário e incompressível, novamente, recorrendo à notação tensorial cartesiana, obtêm-se as conhecidas equações RANS [6].

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i U_j) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \overline{\rho u_i u_j} \right] = 0 \quad (2.14)$$

De notar que um novo termo ($\overline{\rho u_i u_j}$) figura na equação da conservação da quantidade de movimento (**Equação (2.14)**), tornando o sistema de equações anterior indeterminado. Este representa as tensões de *Reynolds*, e interpreta o efeito que as flutuações turbulentas exercem sobre o escoamento médio.

Estas tensões de *Reynolds* estimulam a formação de vórtices, sendo estas estruturas um mecanismo adicional de transporte de quantidade de movimento. Variam em tamanho e velocidade de rotação, encontrando-se na região mais exterior de camada limite os de maior diâmetro/menor frequência, e inversamente, junto da superfície, estão os de menor comprimento característico que giram com maior rapidez e assumem um papel bastante mais importante comparativamente ao efeito da difusão viscosa (único mecanismo de transporte em regime laminar) [10].

Para que o problema se torne novamente determinado, é necessário completar o sistema com condições de fecho, recorrendo-se para isso a equações de transporte linearmente independentes (modelos de turbulência). Estes modelos permitem relacionar o valor das

tensões de *Reynolds* com as restantes variáveis médias do escoamento, apresentando na sua formulação uma forte carga empírica. Em seguida apresenta-se o essencial sobre o modelo utilizado neste estudo, assim como as principais razões para a sua escolha.

2.6 O modelo de turbulência $k-\varepsilon$

O processo utilizado pelo FLUENT para definição das tensões de *Reynolds* aplica a hipótese proposta por *Boussinesq* (1887), segundo a qual estas são proporcionais aos gradientes de velocidade média.

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_{turb} \cdot \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \cdot \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \cdot \delta_{ij} \quad (2.15)$$

Na equação anterior, μ_{turb} é uma viscosidade fictícia designada de viscosidade turbulenta, sendo que a determinação numérica do seu valor será tratada mais pormenorizadamente à frente; k é a energia cinética da turbulência. O problema inerente à hipótese de *Boussinesq* é que considera μ_{turb} uma quantidade escalar isotrópica do sistema, situação que não se verifica verdadeiramente, uma vez que esta é uma propriedade do escoamento e não do fluido [10].

Diversos modelos de turbulência recorrem à hipótese anterior, entre os quais o modelo $k-\varepsilon$, proposto por *Launder* e *Spalding* em 1972 [18]. É um modelo semi-empírico de duas equações adicionais de transporte. Ao utilizar-se o modelo, está a assumir-se que o escoamento é completamente turbulento, sendo portando a sua viscosidade molecular desprezável ($\mu_{ef} = \mu + \mu_{turb} \approx \mu_{turb}$) [19]. Aplica também ao escoamento a hipótese simplificativa de um estado de isotropia local.

Apresenta como vantagem em relação a outros modelos de turbulência, o facto de expressar a variação de μ_{turb} ao longo do domínio do escoamento tendo como base outras variáveis características da turbulência local - a energia cinética turbulenta k e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ε [10]. Pode relacionar-se directamente o valor de μ_{turb} com k e ε , segundo a seguinte relação

$$\mu_{turb} = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.16)$$

onde C_μ é uma constante do modelo.

Resta então conhecer as equações de transporte de k e ε , de modo a tornar o sistema formado entre estas e as **Equações (2.13) a (2.16)** determinado. Em regime de escoamento estacionário, nas condições de fluido incompressível e desprezando o efeito de impulsão térmica, estas tomam a seguinte forma, para k e ε , respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i k) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_{turb}}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - G_k + \rho \varepsilon = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \varepsilon) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_{turb}}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_1 \frac{\varepsilon}{k} G_k + C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} = 0 \quad (2.18)$$

Nestas, G_k representa a geração de energia cinética turbulenta, resultante dos gradientes de velocidade média; Pr_k e Pr_ε são os números de *Prandtl* relacionados com a difusão turbulenta de k e ε , que a partir do coeficiente de difusividade térmica (Γ) se relacionam com μ_{turb} ; C_1 e C_2 são constantes do modelo de turbulência, cujos valores utilizados ao longo das várias simulações numéricas deste estudo, bem como das restantes constantes, correspondem aos fornecidos por defeito para o modelo de turbulência $k - \varepsilon$.

Nas primeiras simulações efectuadas, foi ainda utilizado o modelo *Spalart-Allmaras*. É um modelo de turbulência mais simples, pois apenas recorre a uma equação adicional de transporte. No entanto, demonstrou ser também mais susceptível a instabilidade na convergência dos resultados, em particular na simulação de escoamento sobre superfície rugosa, razão pela qual foi posto de parte em detrimento do modelo $k - \varepsilon$.

A vasta gama de aplicabilidade em simulação numérica, em particular no caso de escoamento delimitado por paredes sólidas onde a tensão superficial se apresenta como essencial na estrutura do escoamento, o facto de apenas requerer que sejam fornecidas as condições de entrada e/ou nas fronteiras e a sua relativa rapidez e facilidade na convergência de resultados, foram alguns dos factores importantes na escolha do modelo $k - \varepsilon$, para simular a camada limite turbulenta numericamente.

2.7 Características do domínio e das malhas utilizadas

O domínio simulado para o estudo numérico compreende apenas metade do túnel aerodinâmico real, aproveitando-se o facto do escoamento ser teoricamente simétrico em relação a um plano central longitudinal, perpendicular à soleira do túnel. Assim sendo, e considerando a situação em que o tecto do túnel não está inclinado, o domínio numérico total é um paralelepípedo rectangular de altura, largura e comprimento, $1m$, $0.75m$ e $8.94m$ respectivamente.

A malha criada para discretização do domínio é do tipo hexaédrica, sendo constituída por um total de 800000 células. Foi projectada de modo a ter maior nível de refinamento junto das fronteiras sólidas do domínio, para assim se poderem caracterizar melhor os perfis de turbulência do escoamento. Este refinamento junto das zonas adjacentes às paredes foi feito de acordo com as condições apropriadas ao método de cálculo escolhido no FLUENT, sendo que estas se encontram descritas no **Subcapítulo 2.10**.

Como forma de anular o gradiente de pressão longitudinal de pressão estática, que conforme foi dito anteriormente, é um dos requisitos essenciais para simular correctamente a evolução da camada limite atmosférica, e tal como aconteceu na fase experimental, fez-se variar a inclinação do tecto ao longo dos ensaios de acordo com a rugosidade superficial presente na fronteira sul de cada caso.

2.8 Especificação das condições de fronteira

A especificação adequada das condições nos limites físicos do domínio é importante, uma vez que influencia o modo como o escoamento se desenvolve.

Para todas as malhas criadas e utilizadas ao longo das simulações realizadas, as seguintes condições fronteira foram especificadas:

- Na secção de entrada do domínio do túnel de vento simulado, a condição fronteira escolhida foi a “*velocity inlet*”. Esta condição permite introduzir directamente no programa a velocidade de entrada do escoamento quando se pretende considerar o perfil de velocidades uniforme. Este foi o caso quando se tratou das simulações de escoamentos sobre superfície lisa, nas quais a espessura de camada limite à entrada é

tão pequena que se pode desprezar (de acordo com os dados disponíveis em [6]). Por outro lado, nas condições do escoamento sobre superfície rugosa, essa espessura inicial é já significativa, tendo sido necessária a criação de perfis de velocidade média com camada limite.

- De acordo com o referido anteriormente, optou-se por apenas discretizar metade do volume total do túnel aerodinâmico, especificando na fronteira que representa o plano central vertical xy , a condição de “*symmetry*”.
- A superfície lateral, bem como o tecto e a soleira do túnel, são definidos como paredes impermeáveis ao escoamento (fronteira “*wall*” com condição de não escorregamento imposta). No entanto, quando se simula o escoamento sobre superfície rugosa, ao invés de se impor que o fluido não apresenta escorregamento nessa mesma superfície, especifica-se o perfil de tensão na parede, que melhor define a rugosidade presente.
- Por último, resta a secção de saída, onde se introduziu invariavelmente a condição “*outflow*” (“saída livre”), recomendada quando não são conhecidos nem se pretendem impor valores de velocidade e pressão, mas sim que estes derivem da resolução das equações do escoamento.

No subcapítulo seguinte, são descritas com maior pormenor as condições de entrada e junto às paredes sólidas, com especial relevo ao modo como devem ser fornecidos os dados e como são resolvidos os cálculos pelo FLUENT.

2.9 Condições de entrada

Ao utilizar o modelo de turbulência $k - \varepsilon$, é necessário que as condições do escoamento na secção de entrada do domínio sejam correctamente definidas [19]. Assim, é importante fornecer devidamente os valores de k e ε ao programa, bem como definir correctamente os perfis de velocidade média adequado.

Quanto aos perfis de k e ε , devido à carência de dados experimentais em ambas as situações (superfície lisa e rugosa), a sua determinação é feita pelo FLUENT a partir das relações seguintes.

$$k = \frac{3}{2}(U \cdot I_t)^2 \quad (2.19)$$

$$\varepsilon = C_{\mu}^{3/4} \cdot \frac{k^{3/2}}{l} \quad (2.20)$$

Para isso foi apenas necessário fornecer ao programa os valores de velocidade (U), intensidade de turbulência (I_t) e diâmetro hidráulico (D_h), sendo que $l = 0.07 \cdot D_h$.

Como foi referido anteriormente, tendo como base os dados experimentais obtidos por Carvalho disponíveis em [6], no caso da simulação do túnel com superfície lisa, considerou-se que o perfil de velocidades era constante, ou seja, não existia espessura de camada limite à entrada da câmara de ensaios. No entanto, no caso de escoamento sobre superfície rugosa, esta simplificação não pode ser feita, pois a informação contida em [6] indica claramente que há desenvolvimento de camada limite a montante da secção de entrada do túnel, sendo a sua espessura à entrada significativa. Foi então utilizado um ficheiro programado em MATLAB (disponível no **Anexo II**), no qual, partindo das coordenadas dos diversos pontos da secção de entrada e recorrendo à lei de potência, se obteve um perfil aproximado ao que na realidade entra no túnel.

2.10 Condições junto a paredes sólidas

Junto das fronteiras do domínio, ou seja, na região onde se forma a camada limite, a estrutura do escoamento deixa de depender apenas da sua inércia, passando os efeitos viscosos a adquirir um papel importante. Isto contraria a condição de isotropia local inerente ao modelo de turbulência utilizado. Contornar este problema é possível, modificando as equações de transporte para que tenham em conta o efeito da viscosidade, o que implica a criação de malhas de discretização muito refinadas nas zonas junto às fronteiras sólidas, de modo a possibilitar a resolução da subcamada linear. Uma outra forma mais simples e rápida é utilizar leis de parede semi-empíricas, que permitem prever o comportamento do escoamento, sem necessidade de o resolver completamente.

Este último método, que foi o utilizado pelo autor neste trabalho, apoia-se em equações matemáticas que fazem a aproximação ao escoamento real desde as zonas mais afectadas pela viscosidade (subcamada viscosa), até à região completamente turbulenta [19]. O *software* avalia a correcta implementação das leis de parede, a partir do parâmetro y^+ atrás referenciado.

Ao seleccionar-se o método que recorre às equações de parede padrão para a solução numérica do problema, e ao contrário da descrição analítica no **Subcapítulo 1.2**, o FLUENT apenas considera a camada limite interior composta por duas subcamadas, não distinguindo de forma clara a subcamada tampão.

Assim sendo, no caso de $y^+ < 11.225$, o programa admite que o primeiro ponto adjacente à parede se encontra na subcamada linear e aplica a **Equação (2.3)**.

A partir do valor de $y^+ > 11.225$, entra-se na subcamada de parede, na qual, como já se referiu, o perfil de velocidades se aproxima de uma distribuição do tipo logarítmica. O FLUENT aplica, para a situação de superfície lisa e rugosa, as seguintes leis de parede, respectivamente.

$$\frac{u_p u^*}{\tau_s / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) \quad (2.21)$$

$$\frac{u_p u^*}{\tau_s / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{E y^*}{1 + C_s K_s^+}\right) \quad (2.22)$$

Tratando-se neste estudo de situações de camada limite em equilíbrio, é válido admitir que $u^* = u_\tau$ e $y^* = y^+$. Combinado isto, com a correcta substituição dos valores das constantes presentes nas equações anteriores, estas correspondem às leis logarítmicas dadas por **(2.5)** e **(2.6)**, respectivamente.

No que diz respeito aos parâmetros da turbulência k e ε , o seu processamento na camada limite é feito do seguinte modo:

- A taxa de dissipação (ε) deixa de ser determinada de acordo com a equação de transporte **(2.18)**, passando o seu valor a sair da seguinte relação.

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} \cdot k_p^{3/2}}{k \cdot y_p} \quad (2.23)$$

- Quanto à quantidade produzida de k_p , surge da equação de transporte **(2.17)**, tendo em conta os valores de ε_p e G_k , este último dado pela relação seguinte.

$$G_k \approx \tau_s \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_s \frac{\tau_s}{k \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (2.24)$$

No entanto, como nas células adjacentes à parede,

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (2.25)$$

resulta,

$$k_p = \frac{\tau_s}{\rho C_\mu^{1/2}} \quad (2.26)$$

De modo a fazer-se uma ponte correcta entre a parede e a subcamada logarítmica, a malha computacional deve ser criada de forma a que o centróide da primeira célula adjacente à fronteira sólida se encontre no intervalo $30 < y^+ < 300$, sendo benéfico que se aproxime o mais possível do limite inferior do mesmo. Mesmo sabendo que a partir de $y^+ > 11.225$ o programa aplica as leis de parede acima citadas, deve evitar-se o recurso a malhas nas quais o valor de y^+ se encontre na região de transição, uma vez que a precisão da solução fica comprometida [19]. Outro dos cuidados a ter na formatação da malha, é conceber um número razoável de células dentro da camada limite, de modo a que se obtenha a forma do perfil de velocidades tanto quanto possível próxima da real.

Como neste estudo as simulações são feitas com valores de número de *Reynolds* relativamente elevados, o ganho na resolução da subcamada viscosa é pouco significativo, sendo esta uma das principais razões para a opção do autor na escolha do modelo *Standard Wall Functions* [19] e [20]. Outros factores a favor deste método são: o menor esforço necessário na criação de uma malha suficientemente fina capaz de resolver correctamente a subcamada linear, o menor tempo de cálculo numérico necessário e, consequentemente, a necessidade de menor quantidade de memória disponível pelo sistema informático.

2.11 Modelo numérico

O FLUENT converte as equações integrais de transporte em equações algébricas, das quais se obtém a solução numérica do problema através de um processo de integração ao longo

de todos os volumes de controlo da malha. A sequência de passos do método dos volumes finitos, utilizado pelo FLUENT, é a seguinte [19]:

1. Divisão do domínio total em pequenas fracções (volumes de controlo), criando assim uma malha de elementos discretos;
2. Integração de volume, das equações de transporte do tipo **(2.27)**, em cada um dos volumes de controlo;
3. Aproximação dos integrais obtidos, com recurso a processos de discretização;
4. Cálculo iterativo do sistema de equações algébricas, para as diferentes quantidades ϕ , até se atingir os valores de convergência desejados.

As equações discretas de transporte em cada um dos elementos da malha adoptam para uma variável genérica ϕ a forma [21],

$$\rho \frac{\partial (U_i \phi)}{\partial x_i} - \Gamma_\phi \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = S_\phi \quad (2.27)$$

Do lado esquerdo, o primeiro termo da equação representa o fluxo total de ϕ devido à convecção, enquanto o seguinte é a sua parcela difusiva. Do lado direito, encontra-se o termo fonte que dá valor à variação da quantidade ϕ proveniente de fontes externas. A variável genérica ϕ toma sucessivamente os valores $1, U_i, k$ e ε , enquanto que o coeficiente difusivo Γ_ϕ e o termo fonte S_ϕ variam de acordo com cada um desses casos, dando assim origem às **Equações (2.13), (2.14), (2.17) e (2.18)** anteriores.

Como, por defeito, a cada interpolação feita no processo de convergência, o FLUENT guarda os valores das propriedades ϕ_c no centróide de cada volume de controlo, mas necessita dos valores dessas propriedades nas suas faces para cálculo dos termos convectivos, é necessário interpolar os valores ϕ_f a partir dos de ϕ_c utilizando esquemas de discretização. Entre os disponíveis no FLUENT, utilizou-se invariavelmente nas simulações realizadas o esquema *Second Order* para interpolação dos valores do campo de pressões. Quanto aos termos convectivos das restantes equações, o esquema utilizado foi o *Second Order Upwind*, com excepção da simulação sobre superfície rugosa, na qual foi utilizado o esquema QUICK para a equação de quantidade de movimento.

As razões para a escolha dos diferentes esquemas prendem-se essencialmente pelos seguintes factores [19]:

- Em relação a um esquema de primeira ordem, o *Second Order Upwind* aproxima tendencialmente de forma mais próxima do real a solução do escoamento, pois, ao invés de considerar apenas o valor $\phi_f = \phi_c$, como acontece com o esquema *First Order Upwind*, recorre a valores de células adjacentes, de acordo com a equação,

$$\phi_f = \phi_c + \nabla \phi \cdot \vec{r} \quad (2.28)$$

na qual $\nabla \phi$ é o gradiente em relação à célula a montante e \vec{r} o vector deslocamento entre o centróide da célula a montante e o centróide da face a calcular [19];

- Apesar de manifestar maiores problemas de estabilidade em relação ao esquema de primeira ordem, o *Second Order Upwind* introduz menor difusão numérica [18];
- É maior a precisão nos resultados quando a malha é hexaédrica;
- Por último, recorreu-se ao esquema QUICK, devido a problemas de estabilidade que se verificaram ao longo das simulações utilizando o *Second Order Upwind*, em particular no caso de simulação de escoamento sobre superfície rugosa. Apesar de ser também um esquema de segunda ordem, é menos propício a oscilação numérica, baseando-se numa média ponderada entre os esquemas *Second Order Upwind* e de diferenças centrais, tirando o melhor proveito de ambos. Os valores de ϕ_f são assim obtidos por

$$\phi_f = \theta \left[\frac{\Delta x_E}{\Delta x_P + \Delta x_E} \phi_P + \frac{\Delta x_P}{\Delta x_P + \Delta x_E} \phi_E \right] + (1 - \theta) \left[\frac{\Delta x_W - 2\Delta x_P}{\Delta x_W + \Delta x_P} \phi_P + \frac{\Delta x_P}{\Delta x_W + \Delta x_P} \phi_W \right] \quad (2.29)$$

sendo $\theta = 1/8$.

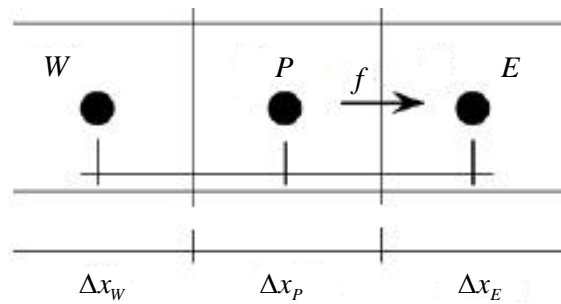


Figura 2.5 - Esquema de discretização QUICK, adaptado de [19].

Quanto ao processo iterativo de resolução das equações de continuidade, é importante ter em conta que ao utilizar-se o método de solução *Pressure-based*, indicado para escoamentos incompressíveis, o campo de pressões é obtido através de uma equação de correcção de pressão. Esta equação deriva das equações de transporte que governam o escoamento, de modo a que, com esta, o campo de velocidades respeite as condições de continuidade. Os campos de pressão e de velocidade ficam assim acoplados [19].

De modo a tratar este acoplamento pressão-velocidade, o programa de cálculo disponibiliza diferentes algoritmos. Tipicamente, do conjunto de métodos disponíveis para estudos que envolvam escoamentos em regime permanente, deve ser utilizado o algoritmo SIMPLE ou em alternativa o SIMPLEX (SIMPLE-Consistent). Em termos gerais, o método utilizado por ambos os algoritmos anteriores é semelhante, excepto no facto do SIMPLEX minimizar o efeito da omissão dos termos vizinhos aos factores de correcção da velocidade, nas equações de quantidade de movimento, recorrendo a aproximações aos mesmos [18].

As principais razões que levaram à escolha do algoritmo SIMPLEX para este trabalho, em detrimento do tradicional SIMPLE, prendem-se essencialmente pelos seguintes factores: com o algoritmo SIMPLEX conseguem-se resultados igualmente satisfatórios no que diz respeito ao campo de velocidades obtido, mas melhores em termos de campo de pressão. Isto porque, ao contrário do SIMPLE, o SIMPLEX recorre a uma nova equação mais eficaz para correcção da pressão. Para além disto, tal como também o autor verificou nas simulações realizadas, é possível obter uma solução convergente mais rapidamente com o SIMPLEX do que utilizando o algoritmo SIMPLE [18].

Os valores dos factores de sub-relaxação, utilizados no controlo da actualização das variáveis a cada iteração, foram os de origem do FLUENT. Estes valores têm como funções principais melhorar a estabilidade do método de resolução iterativa do problema e acelerar o processo

de convergência, minimizando as variações dos valores de ϕ entre duas iterações consecutivas [21]. Em seguida apresenta-se o diagrama de processo característico do algoritmo SIMPLEX.

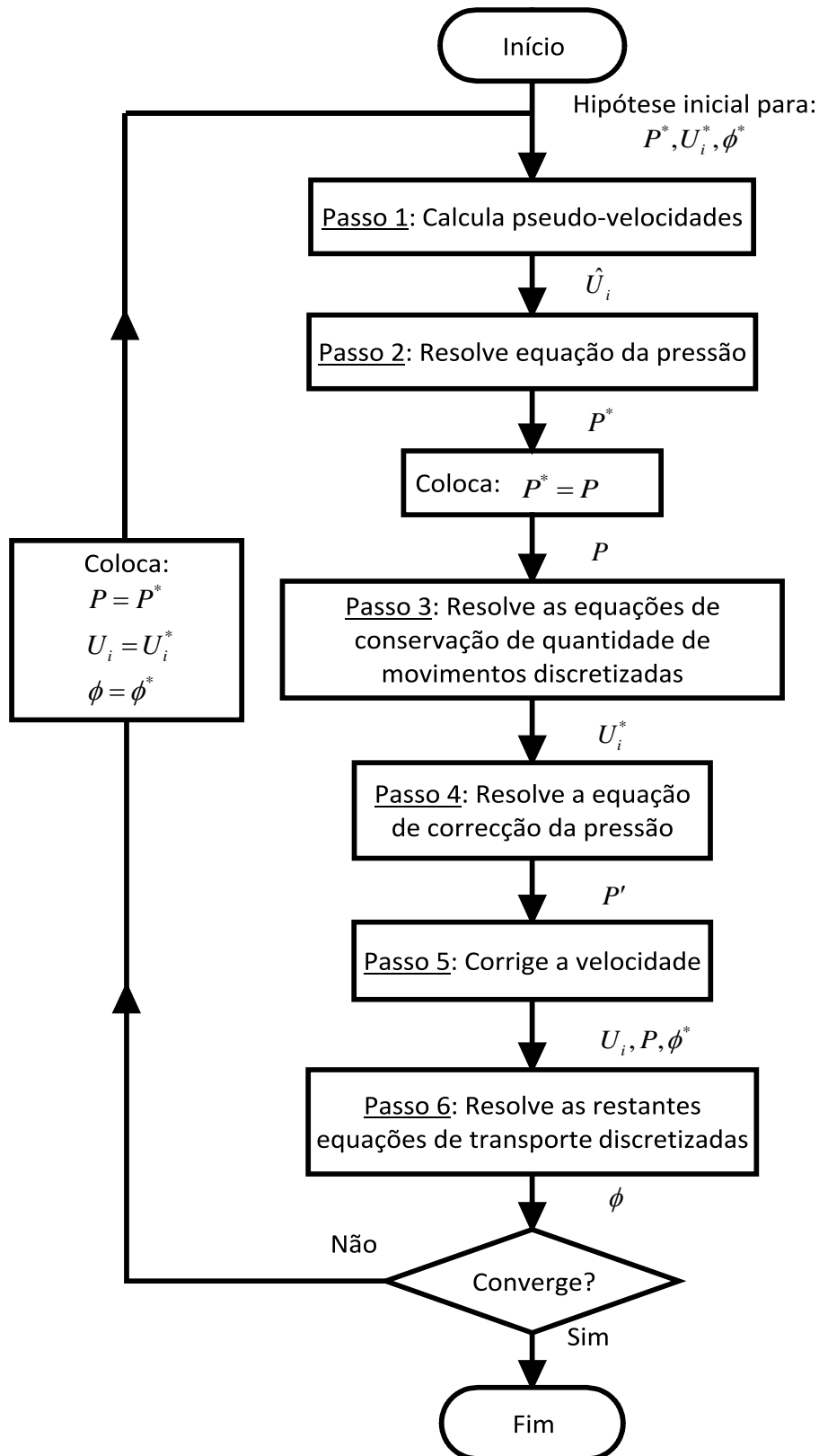


Figura 2.6 - Diagrama do processo iterativo do algoritmo SIMPLEX, adaptado de [18].

2.12 Resultados de simulação numérica

Ao longo deste subcapítulo serão apresentados os resultados adquiridos por simulação numérica no FLUENT, obtidos de acordo com os procedimentos anteriormente expostos, para as situações específicas também apresentadas em [5] e [6], com as quais se faz a devida comparação.

Os resultados numéricos do autor são, sempre que possível, comparados com os dados resultantes dos trabalhos experimentais realizados por Carvalho [5] e [6], pois são os que se referem ao desenvolvimento da camada limite turbulenta no túnel aerodinâmico simulado no FLUENT. Em alguns casos é feita também a análise dos mesmos, tendo em conta os fundamentos teóricos pressupostos.

2.12.1 Evolução longitudinal da pressão estática

Como já foi referido, uma das condições principais para simular, tanto experimentalmente como numericamente, a evolução correcta da camada limite atmosférica, é fazer com que não estejam presentes gradientes de pressão ao longo do domínio.

Com base nos conhecimentos teóricos relacionados com a evolução de camada limite, Carvalho instrumentou o tecto do túnel com uma série de tomadas de pressão estática, dispostas ao longo de todo o comprimento da câmara de ensaios, de acordo com o esquema da **Figura 2.7**, verificando assim a esperada queda longitudinal aproximadamente linear de pressão. Posteriormente, ao calcular os valores da espessura de deslocamento, conferiu que a sua evolução era também bastante linear, mas neste caso obviamente crescente. Conjugando estes dois factores, confirmou que, impondo uma determinada inclinação positiva ao tecto do túnel, obteria a evolução praticamente nula do gradiente de pressão estática [5].

Neste estudo numérico foi utilizada a mesma técnica descrita no parágrafo anterior, fazendo variar apenas a inclinação da fronteira norte (tecto) do túnel simulado, mantendo as restantes fronteiras sólidas inalteradas. A inclinação correcta a dar ao tecto é tal que, ao longo dos $9m$ da câmara de testes, a secção útil de passagem do ar se mantém praticamente constante e igual à área útil na secção de entrada do escoamento.

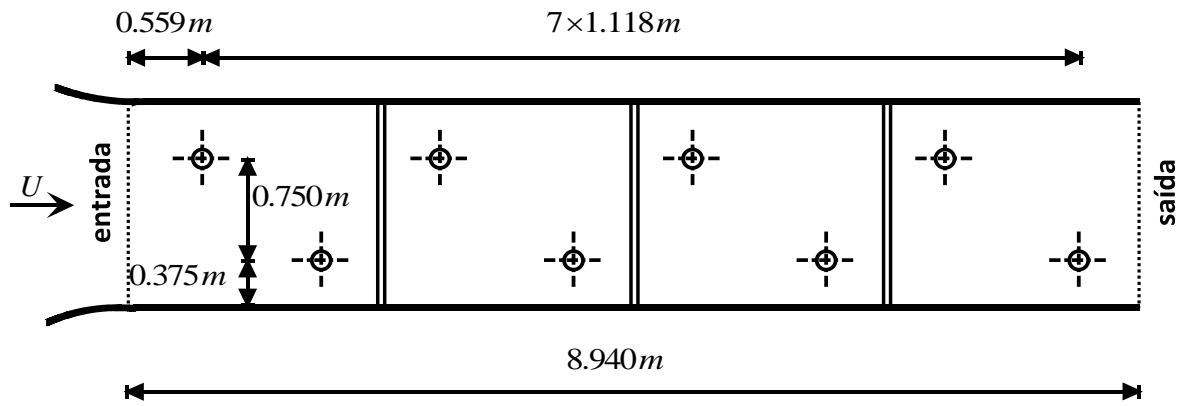


Figura 2.7 - Localização das tomadas de pressão estática instaladas ao longo do tecto do túnel.

Para isto, foi necessário estimar a variação de δ_d , com apoio em relações que aproximam os valores dos parâmetros integrais da camada limite turbulenta. Estas relações surgem da conjugação entre a conhecida equação integral de *von Kármán*, simplificada para as condições de gradiente de pressão longitudinal nulo ($dP/dx=0$), e a lei de potência, de acordo com a explicação mais detalhada disponível em [6]. A expressão matemática que permite relacionar o parâmetro integral espessura de deslocamento com o valor da altura de camada limite e a rugosidade superficial, representada por n , fica então,

$$\frac{\delta_d}{\delta} = \frac{1}{n+1} \quad (2.30)$$

Apresenta-se em seguida o caso em que o escoamento se dá a uma velocidade média não perturbada de $U_\infty = 7 \text{ m/s}$.

Analisando os gráficos seguintes, verifica-se que, no caso do escoamento sobre superfície lisa, os resultados experimentais e numéricos obtidos mostram uma variação tendencialmente idêntica.

A evolução de pressão estática para os casos em que $U_\infty = 15 \text{ m/s}$ e $U_\infty = 30 \text{ m/s}$, encontram-se em anexo no final (**Anexo III**).

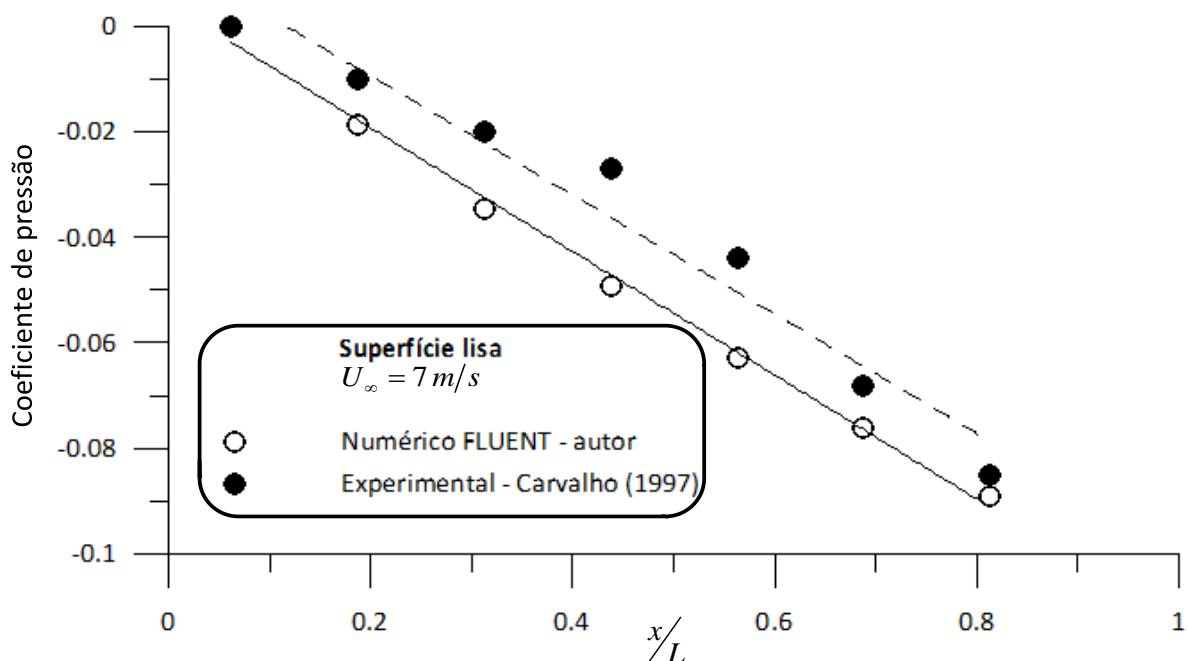


Figura 2.8 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto horizontal.

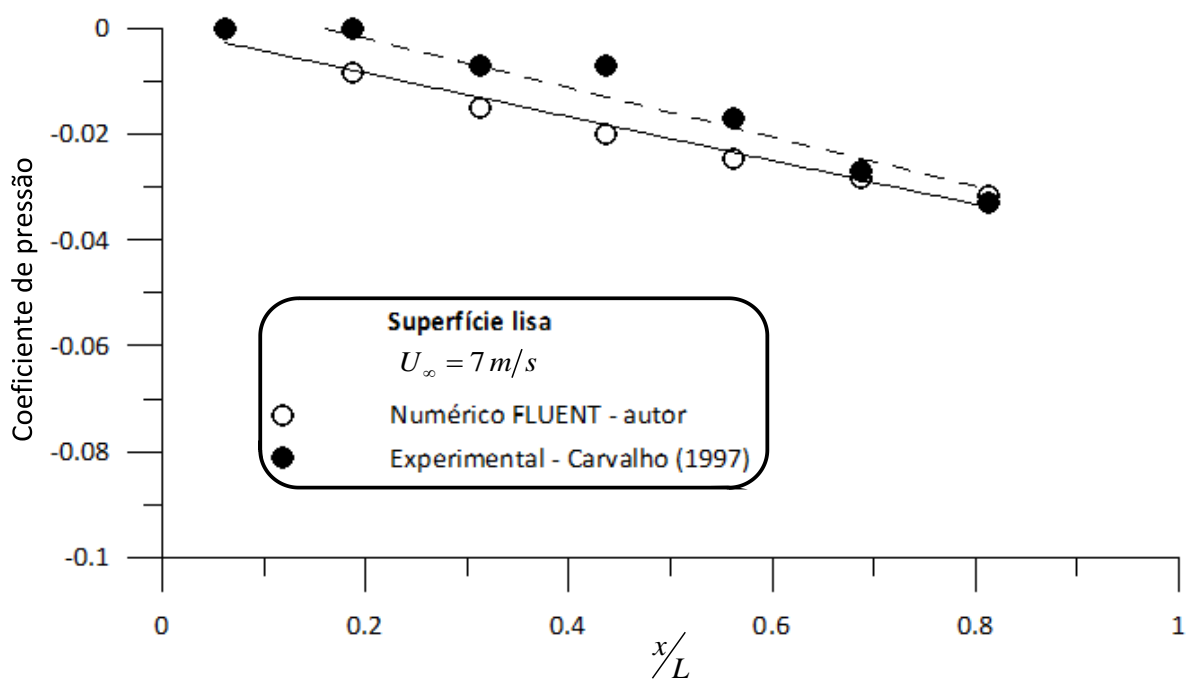


Figura 2.9 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto inclinado 40mm ao fim dos seus 8.940m de comprimento.

No entanto, os dados dos dois tipos de simulação não são perfeitamente coincidentes, em particular na região central da câmara de ensaios. Imprecisões na colocação experimental de algumas tomadas de pressão nessa zona, fazendo com que a secção de entrada da sonda não esteja perfeitamente coincidente com a superfície da placa do tecto, bem como defeitos

estruturais nas próprias sondas e da placa do tecto, podem ser alguns dos motivos para explicar o afastamento ligeiro de alguns valores experimentais da tendência linear e a consequente pequena diferença entre os resultados.

Para uma situação de rugosidade superficial intermédia, na qual $d = 35\text{ mm}$ e $y_0 = 3\text{ mm}$, não estão disponíveis dados experimentais que permitam fazer a devida comparação. No entanto, após determinada a inclinação que teoricamente permite anular o gradiente de pressão estático ($107\text{ mm}/8.940\text{ m}$), surge da simulação realizada no FLUENT pelo autor o seguinte conjunto de valores.

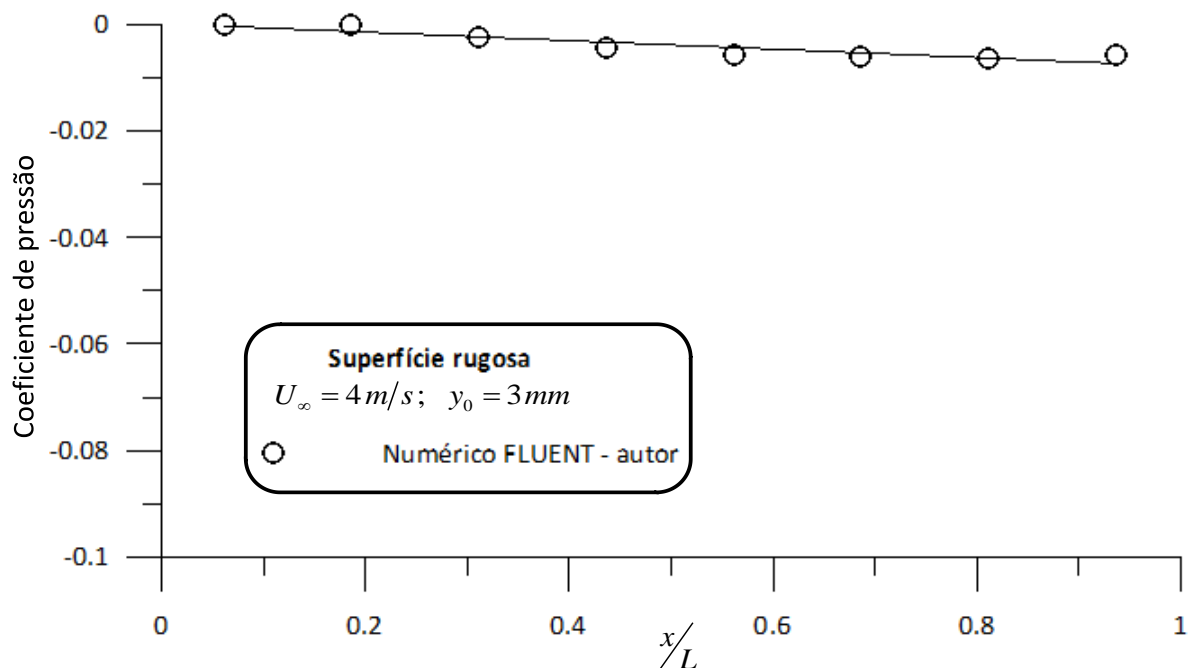


Figura 2.10 - Evolução longitudinal de pressão estática com superfície rugosa e tecto inclinado.

2.12.2 Evolução longitudinal da espessura da camada limite

Após concluída a simulação numérica para cada uma das situações pretendidas, foram criadas no FLUENT algumas estações de trabalho, nas quais se fez a avaliação de diversos parâmetros do escoamento (espessura da camada limite turbulenta, tensão superficial, etc.). Na **Figura 2.11** está representado um esquema bidimensional, onde se identificam as diferentes estações de medição ao longo dos aproximadamente 9 m de comprimento da câmara de experiências.

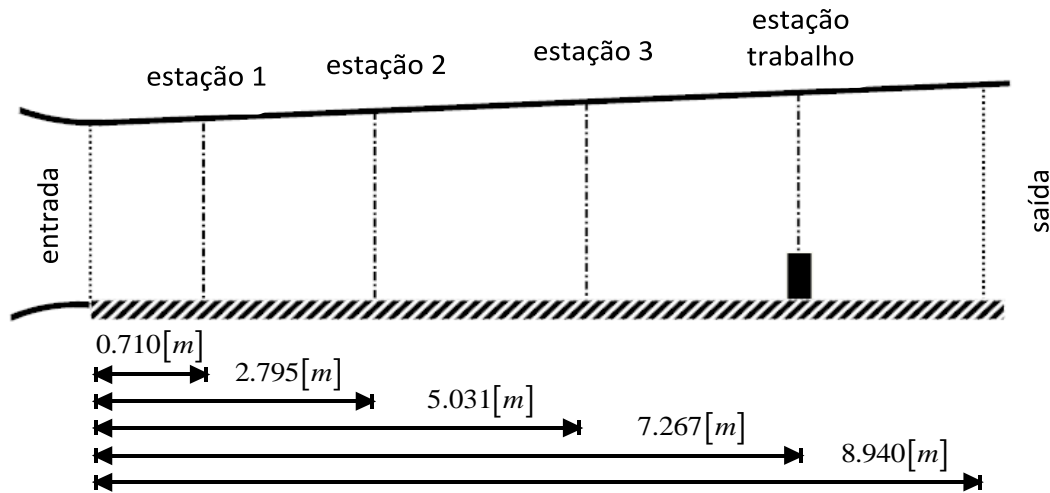


Figura 2.11 - Localização das estações de trabalho ao longo da câmara de ensaios do túnel de vento.

Quanto à evolução da espessura da camada limite turbulenta, é esperado que, quer no caso de escoamento sobre superfície plana lisa, quer com rugosidade superficial, este valor aumente ao longo de todo o comprimento da câmara de ensaios. Isto porque se sabe que, apesar do bom aproveitamento do comprimento disponível da zona de ensaios do túnel, a camada limite turbulenta nunca chega a estar completamente desenvolvida nos 7.267 m de espaço disponíveis até à “estação de trabalho” onde se encontra colocado o prisma aquecido [6].

Na **Figura 2.12**, os perfis de velocidade média obtidos numericamente para as quatro estações de medição mostram o aumento contínuo da espessura da camada limite e perfis de velocidades bastante mais cheios para a situação A (superfície lisa), em comparação com a imagem inferior B, referente a escoamento sobre superfície rugosa, estando assim de acordo com as leis logarítmica e de potência apresentadas anteriormente.

O valor de δ varia significativamente com a alteração de superfície de lisa para rugosa, estando na última situação o modelo reduzido prismático completamente imerso na camada limite turbulenta.

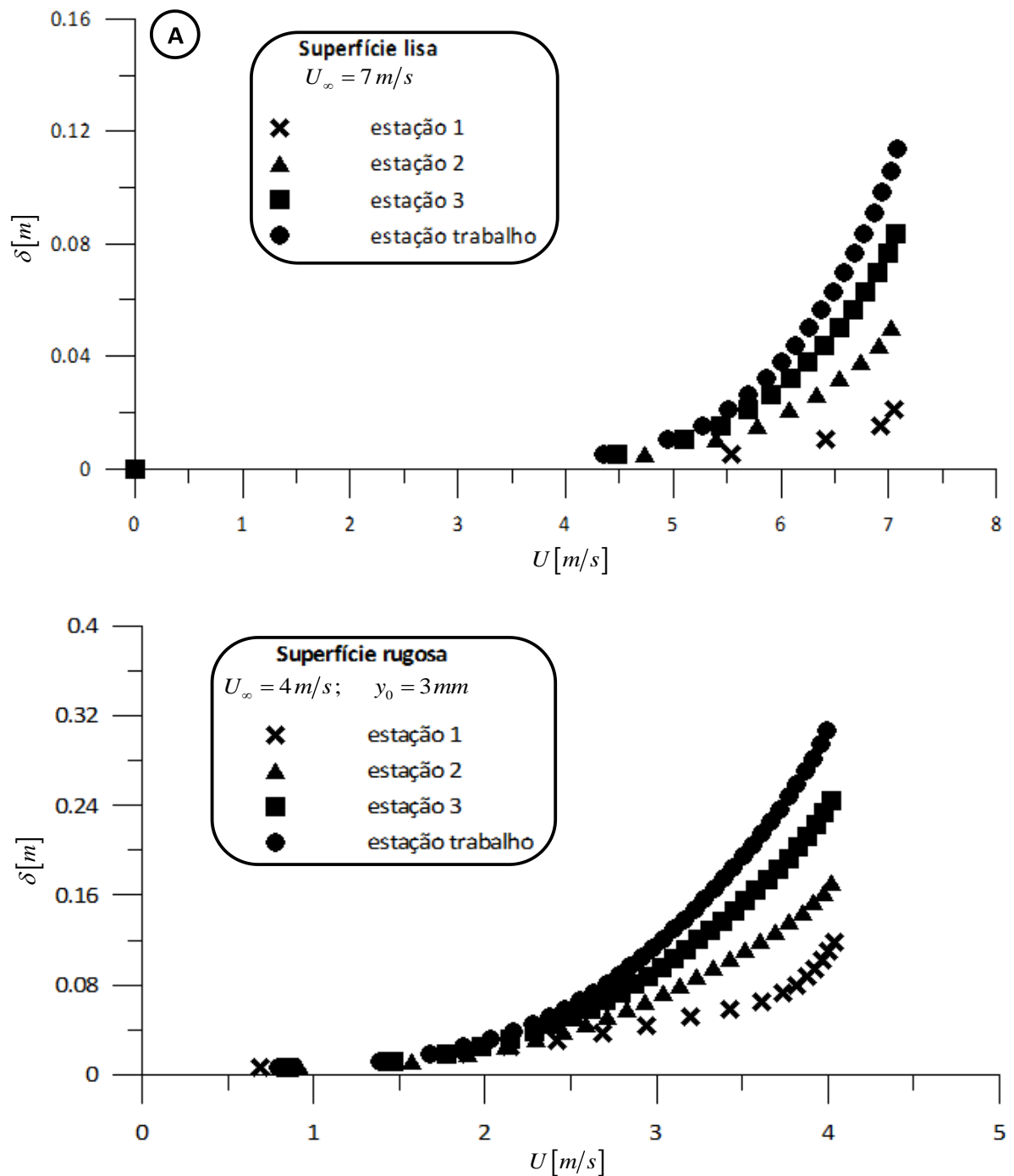


Figura 2.12 - Desenvolvimento dos perfis de velocidade média da camada limite turbulenta: com a câmara de ensaios em vazio (A); num ensaio numérico com rugosidade na parede sul (B).

Nota-se ainda em ambas as situações, representadas na figura anterior, o crescimento mais acentuado de δ desde a secção de entrada até à “estação 1”. Isto porque, o escoamento tem de se adaptar à superfície, quer esta seja mais ou menos rugosa. Como é de esperar, na situação B este fenómeno é bastante mais acentuado, uma vez que o aumento da rugosidade é muito maior. A partir da primeira estação de medição, o crescimento é

praticamente constante em ambas as situações simuladas: em média δ cresce $14.2\text{mm}/m$ no escoamento sobre superfície lisa e $28.6\text{mm}/m$ para a altura de rugosidade em questão. Esta diferença de valores no crescimento médio da espessura da camada limite não é de todo estranha, devendo-se ao facto do efeito de arrastamento provocado pela turbulência presente no escoamento ser maior na situação B, como se poderá verificar nos resultados referentes aos parâmetros da turbulência apresentados mais à frente.

Em comparação com os valores experimentais de δ , para estas mesmas situações de velocidade de entrada de ar e rugosidade superficial, os resultados do FLUENT mostram-se bastante satisfatórios, em especial para a secção de maior interesse, ou seja, a “estação de trabalho” onde se encontra o prisma aquecido (**Figura 2.13**).

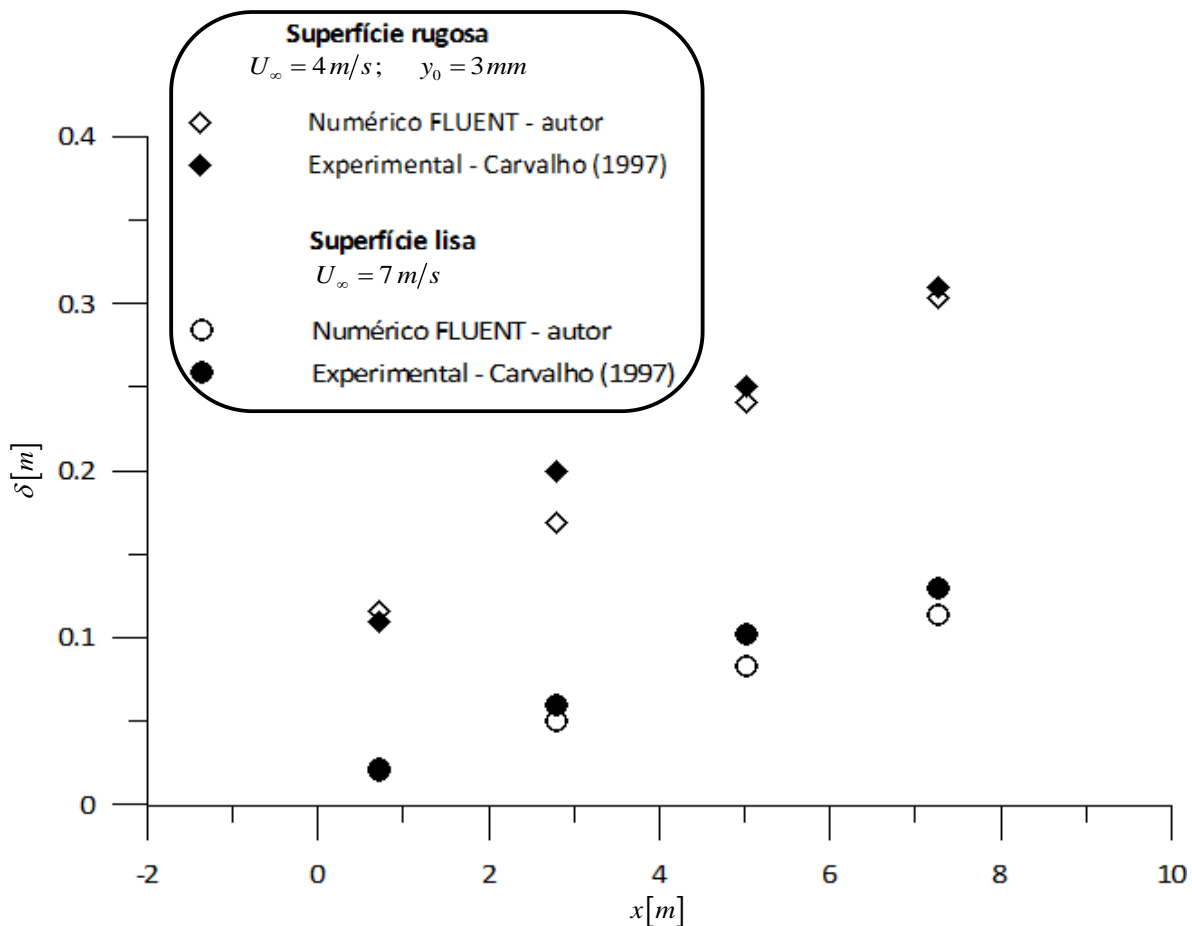


Figura 2.13 - Comparação entre os valores de δ , obtidos por simulação numérica pelo autor (FLUENT) e os recolhidos experimentalmente por Carvalho em [6].

Na figura anterior, verifica-se que tendencialmente os valores de δ resultantes da simulação numérica do autor são ligeiramente inferiores aos experimentais. Esta situação já

era esperada inicialmente, pois, como é natural, o túnel real utilizado na fase experimental não é perfeito, isto é, apresenta pequenas deformações ao longo das paredes que delimitam a câmara de experiências.

Os principais defeitos da estrutura do túnel aerodinâmico do DEMI, visíveis a olho nú, são: a existência de pequenas fendas e desníveis, que se podem encontrar principalmente nas ligações entre os módulos constituintes da câmara de ensaios, e que impõem perturbações no escoamento; é notória também a existência de alguma deformação (flecha) das placas que formam a base e o tecto do túnel, provocada pelo seu próprio peso.

Assim sendo, as perturbações provocadas pelas irregularidades da estrutura sobre o escoamento de ar fazem com que este não se faça de forma tão regular e ordenada como teoricamente seria esperado, fomentando um pequeno incremento dos níveis de turbulência do escoamento e atrito nas paredes sólidas, que beneficiam o aumento dos valores experimentais obtidos para δ .

Para além dos defeitos relativos à própria estrutura onde são realizados os ensaios, a medição dos resultados tem sempre alguma incerteza inerente, essencialmente pela dificuldade na medição do valor exacto da coordenada onde $\frac{U(y)}{U_\infty} = 0.99$. Esta situação pode também ajudar a justificar em parte a discrepância entre os resultados numéricos e os experimentais.

2.12.3 Evolução longitudinal da tensão superficial na parede sul

Mostram-se agora aos resultados das curvas de tensão tangencial, correspondentes aos dois casos já considerados na análise feita à evolução longitudinal de pressão estática e de espessura de camada limite.

Desde logo se verifica na **Figura 2.14**, um crescimento inicial muito mais acentuado do valor da tensão para a situação de superfície rugosa, como aliás seria de esperar, devido à adaptação do escoamento à mesma. Depois desta fase de adaptação inicial, o perfil de τ_s segue um decaimento com inclinação idêntica em ambas as situações.

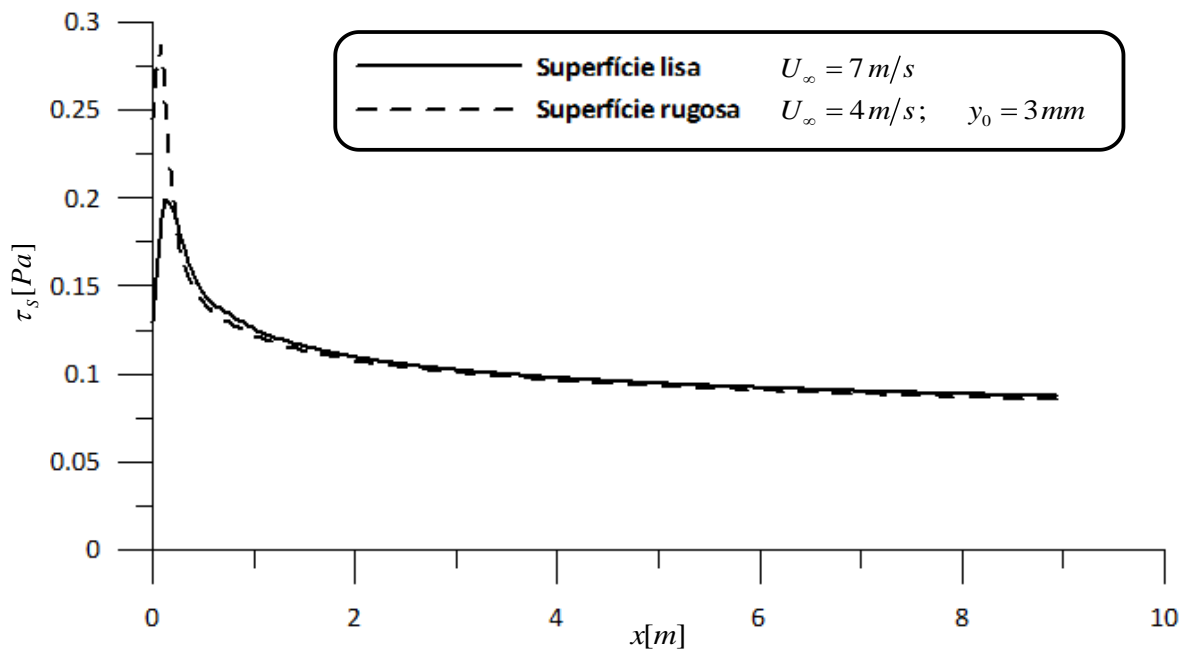


Figura 2.14 - Evolução da tensão superficial na parede sul da câmara de ensaios, em condições de escoamento sobre superfície lisa e rugosa.

Em conformidade com o que se verificou com os valores de δ , comparando os dados do FLUENT com os experimentais, os primeiros são ligeiramente inferiores. De acordo com o referido em [6], esta discrepância, no caso dos ensaios em superfície lisa, pode dever-se essencialmente ao facto da placa que forma a superfície sul da zona de ensaios não possuir um acabamento perfeito. Para além disso, a imprecisão no cálculo da tensão de parede e a não completa correspondência entre uma superfície uniformemente coberta por grãos de areia de dimensão y_0 (*Nikuradse*) e os valores de C_s e K_s utilizados no FLUENT, servem para dilatar a diferença verificada.

De qualquer modo, os resultados numéricos não deixam de ser bastante razoáveis, especialmente na “estação de trabalho”, posição onde a diferença em relação aos valores experimentais é diminuta.

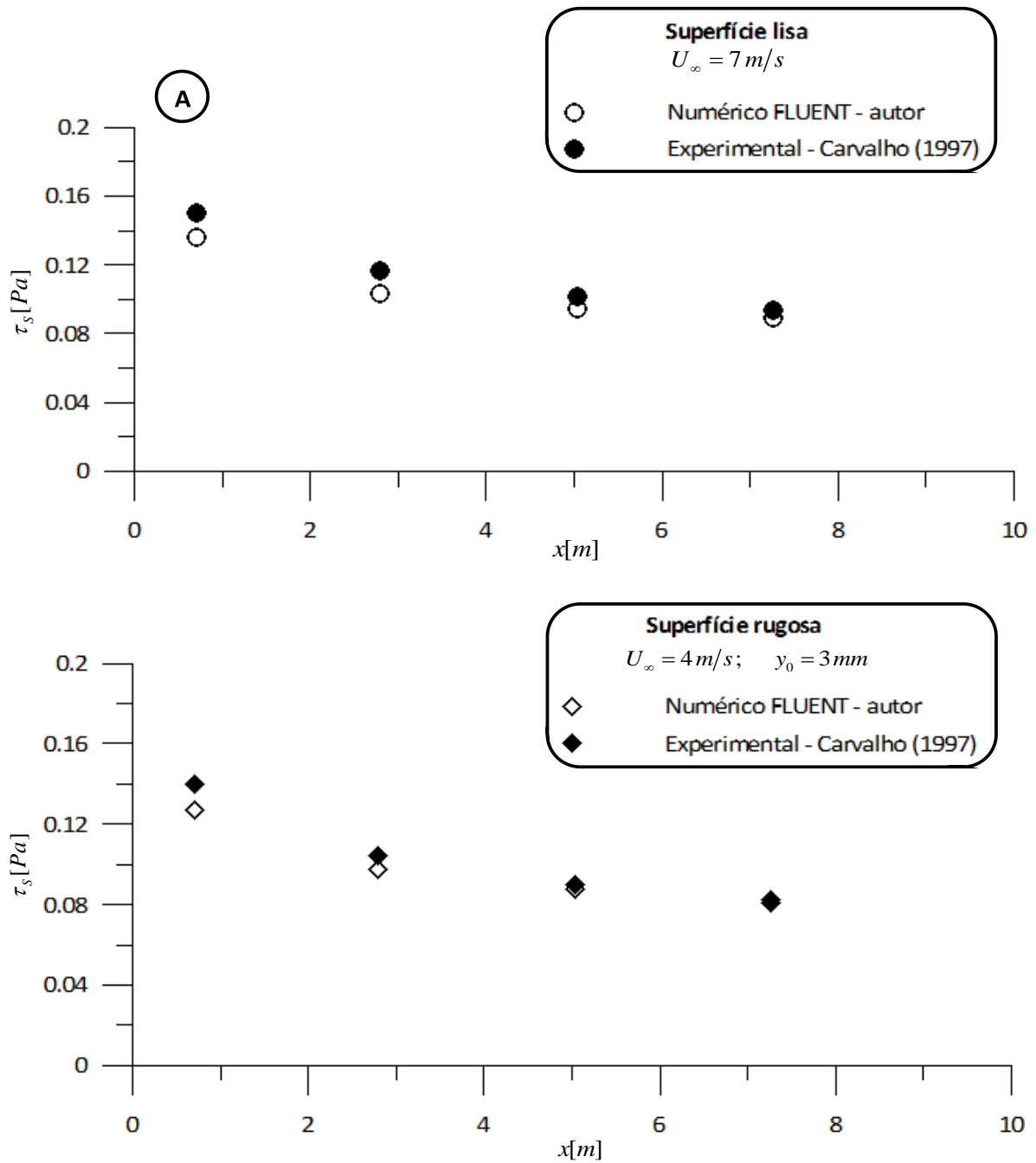


Figura 2.15 - Comparação entre os valores da tensão na parede sul do túnel aerodinâmico do FLUENT (do autor) e os experimentais (de Carvalho [6]): com a câmara de ensaios em vazio (A); num ensaio numérico com rugosidade na parede sul (B).

Por último, em relação à tensão de parede, foi simulada ainda a situação de escoamento sobre superfície lisa mas com velocidade de entrada igual ao caso da superfície rugosa, ou seja, $U_{\infty} = 4 \text{ m/s}$, obtendo-se a seguinte evolução numérica no FLUENT.

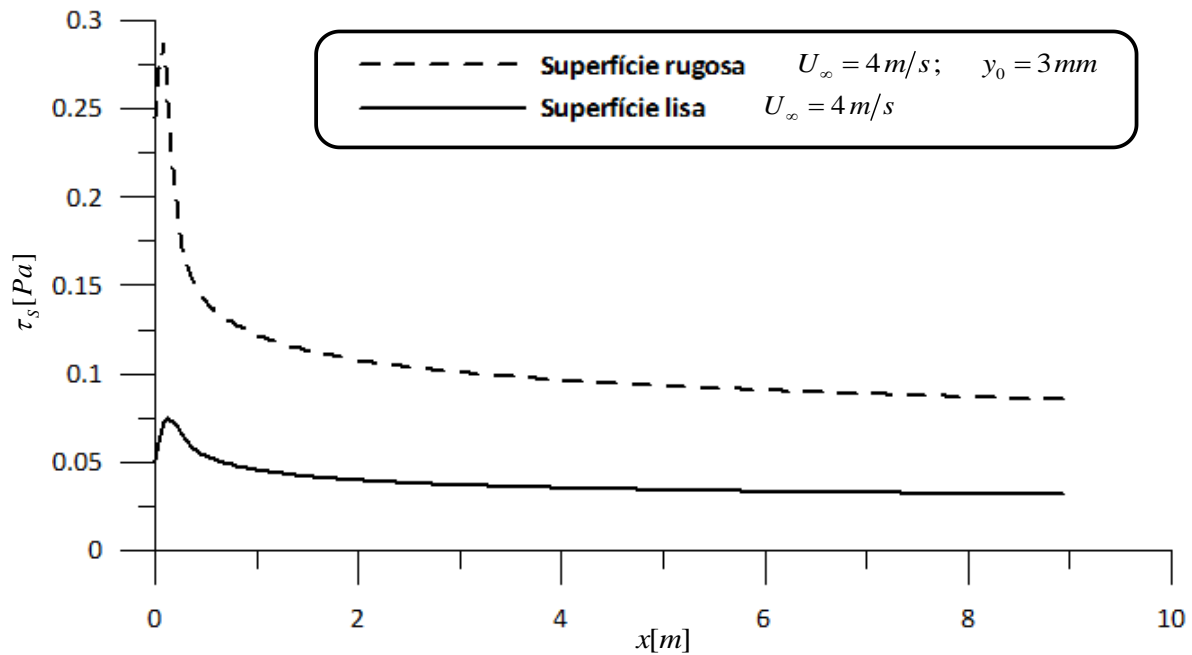


Figura 2.16 - Evolução da tensão superficial na parede sul da câmara de ensaios, em condições de superfície lisa e rugosa, com a mesma velocidade de escoamento não perturbado.

Quando analisada a **Figura 2.16** anterior, tendo em conta o perfil referente à superfície lisa da **Figura 2.14**, verifica-se que a dependência da tensão de parede em relação à velocidade de entrada do escoamento é notória. No que toca à influência da rugosidade na variação do valor da tensão superficial, esta tem também um peso bastante elevado. Conforme se vê na **Figura 2.16**, mesmo utilizando apenas uma superfície de rugosidade intermédia (em relação às possibilidades da montagem experimental), τ_s aumenta significativamente ao manter-se constante U_∞ .

2.12.4 Perfis de velocidade média

Um dos propósitos essenciais da etapa de simulação numérica deste estudo era perceber até que ponto os perfis de camada limite numéricos, referentes à velocidade média, correspondiam aos perfis obtidos experimentalmente. Assim sendo, exportaram-se do FLUENT os valores da velocidade para os vários pontos da malha discretizada, obtendo-se os seguintes perfis de velocidade na “estação de trabalho”, para as condições de escoamento até aqui tratadas.

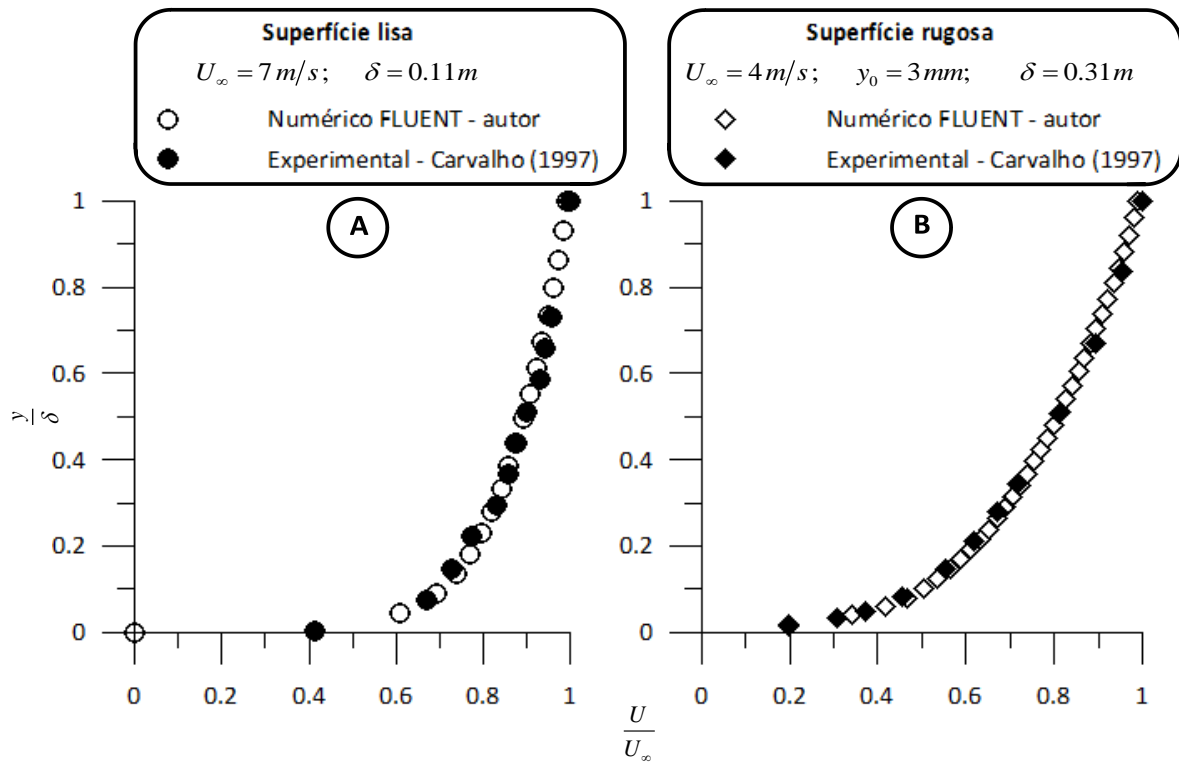


Figura 2.17 - Comparação dos perfis de velocidade média da simulação numérica e experimental na “estação de trabalho”, em situação de superfície lisa (A) e rugosa (B).

Pode ver-se que a concordância entre os perfis resultantes de simulação experimental e da simulação numérica é bastante boa. Verifica-se assim ser possível simular convenientemente o desenvolvimento dos perfis de velocidade de camada limite turbulenta utilizando um *software* comercial e o modelo de turbulência tradicional $k - \varepsilon$, desde que as condições do escoamento e do domínio estejam definidas convenientemente.

Um dos parâmetros fundamentais que se teve em conta na programação numérica do problema foi a criação de malhas numéricas tais que os valores de y^+ desejados fossem atingidos de acordo com as instruções citadas anteriormente no **Subcapítulo 2.10**. A título de exemplo, na **Figura 2.18** apresentam-se os valores da distância adimensional à parede na situação de escoamento sobre superfície lisa com velocidade média não perturbada de 7 m/s . Os restantes gráficos, correspondentes às condições de superfície rugosa, estão disponíveis em **Anexo IV**.

Com efeito, sabendo que, ao utilizar-se o modelo $k - \varepsilon$ e o método *Standard Wall Functions*, os valores de y^+ nunca podem ser inferiores a 11.225, confirma-se com a análise da figura

seguinte, que em todo o domínio da malha para estas condições de escoamento esses requisitos foram cumpridos.

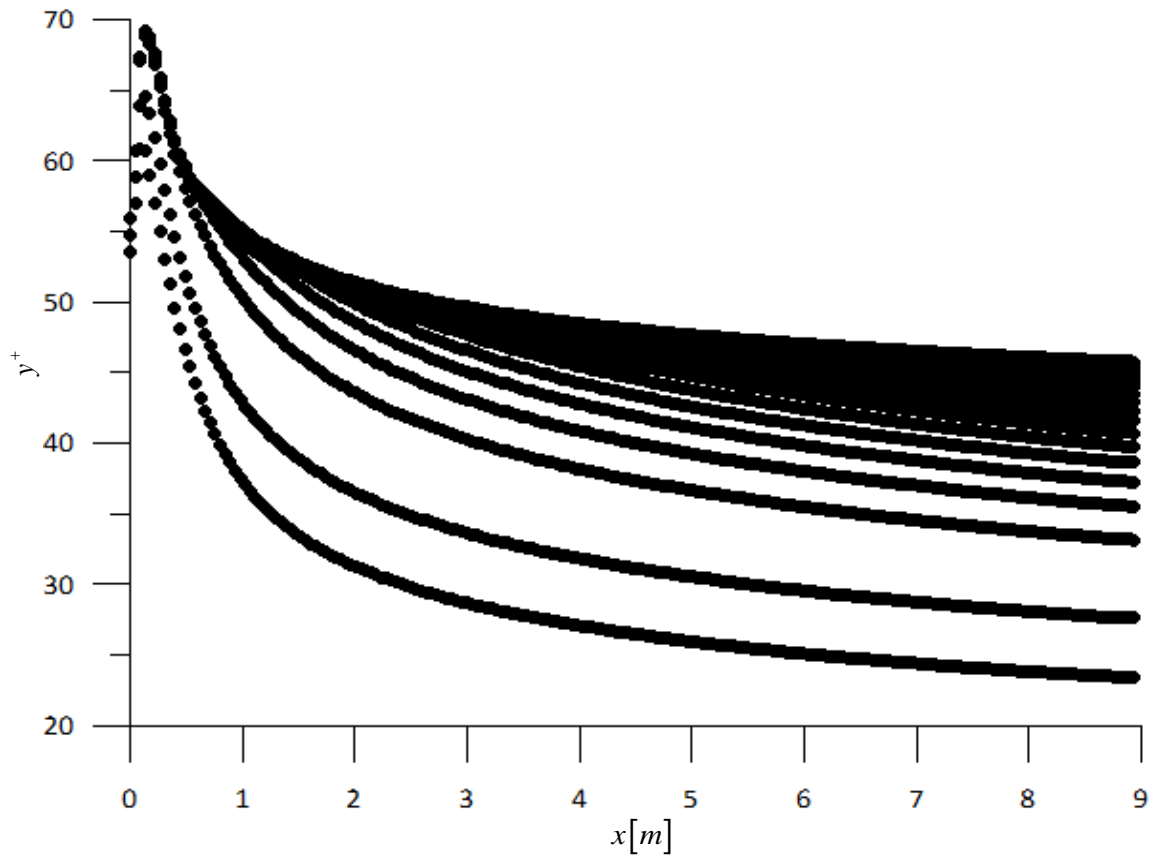


Figura 2.18 - Evolução longitudinal da distância adimensional à parede (y^+).

Pode ver-se também, no entanto, que numa determinada zona específica da malha, o valor de y^+ se encontra na região de transição ($5 < y^+ < 30$). Tal situação não é recomendada, mas no entanto não é de todo inválida, podendo comprometer “somente” alguma precisão nos resultados obtidos. Contudo, como estes valores correspondem à zona mais junto à parede lateral do túnel e não à região central onde se encontra o prisma a testar experimentalmente, essa redução de precisão local não é de extrema importância.

Finalmente, comparando os valores numéricos com os esperados teoricamente de acordo com a lei de potência, verifica-se também uma boa concordância. A exceção acontece com primeiro ponto da simulação do túnel com superfície rugosa, pois, como se sabe, a lei de potência vai perdendo coerência com o aproximar da parede.

É interessante verificar igualmente que, conforme esperado, nas condições de túnel em vazio, o valor de n é sempre inferior a 7, ou seja, a superfície que serve como plano base ao escoamento não é perfeitamente lisa, apoiando os comentários até aqui feitos no que se refere a δ e τ_s . Esta situação já havia sido verificada também nas simulações experimentais de Carvalho (1997).

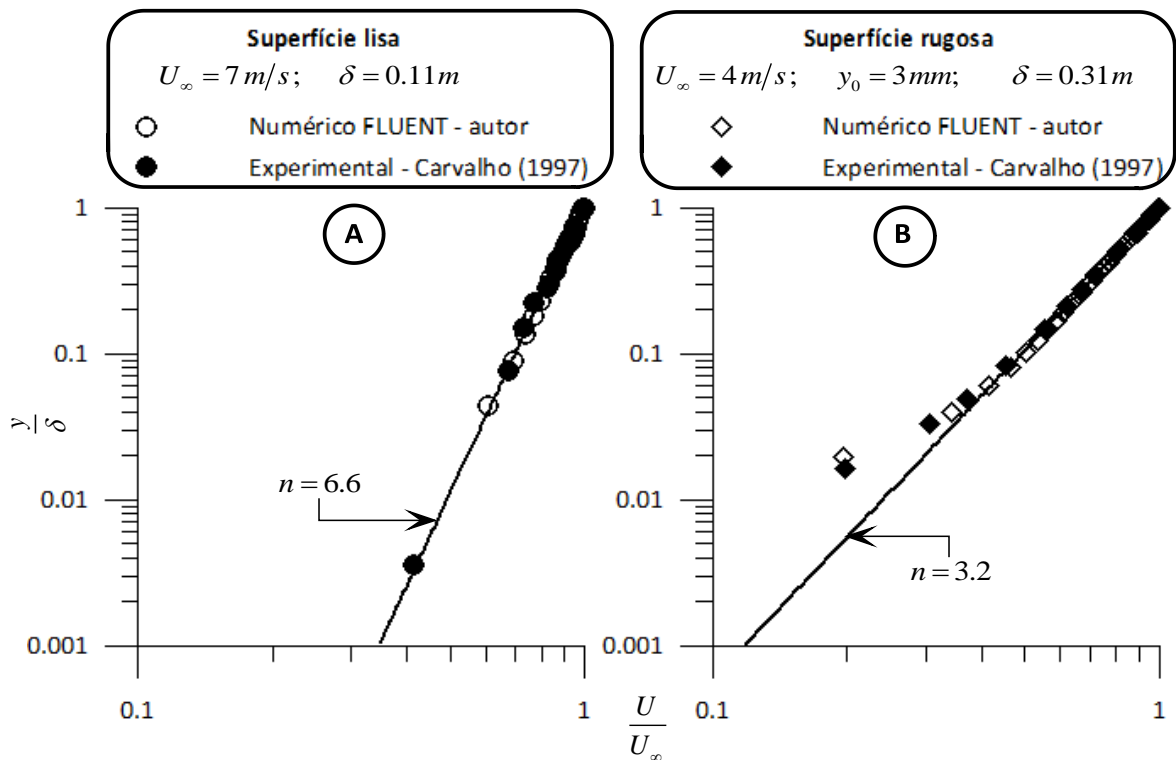


Figura 2.19 - Perfis de velocidade média de acordo com a lei de potência, representados em gráfico de eixos coordenados logarítmicos.

2.12.5 Alterações nos perfis de velocidade com as condições de escoamento

Depois de se confirmar a coerência entre os perfis de velocidade numéricos e os esperados, e como forma de se entender melhor até que ponto os perfis de velocidade do escoamento de camada limite turbulenta dependem da sua própria velocidade de entrada no túnel e da rugosidade superficial imposta, realizaram-se mais algumas simulações nesse sentido.

Os resultados obtidos do FLUENT confirmam então o que já havia sido verificado por Carvalho em [5]:

- O perfil esvazia com a presença de rugosidade superficial, isto é, a velocidade média é muito menor para uma mesma altura ao solo (correspondência com a **Figura 2.20: A e B**);
- A espessura de camada limite aumenta significativamente com a alteração de superfície lisa para um plano base rugoso (correspondência com a **Figura 2.20: A e B**);
- A dependência da forma (enchimento) dos perfis de velocidade média é praticamente inexistente em relação aos valores de *Reynolds* em causa (correspondência com a **Figura 2.20: A, C e D**);
- O mesmo acontece com o valor da espessura de camada limite, que praticamente se mantém constante com a variação da velocidade de entrada do escoamento (correspondência com a **Figura 2.20: A, C e D**).

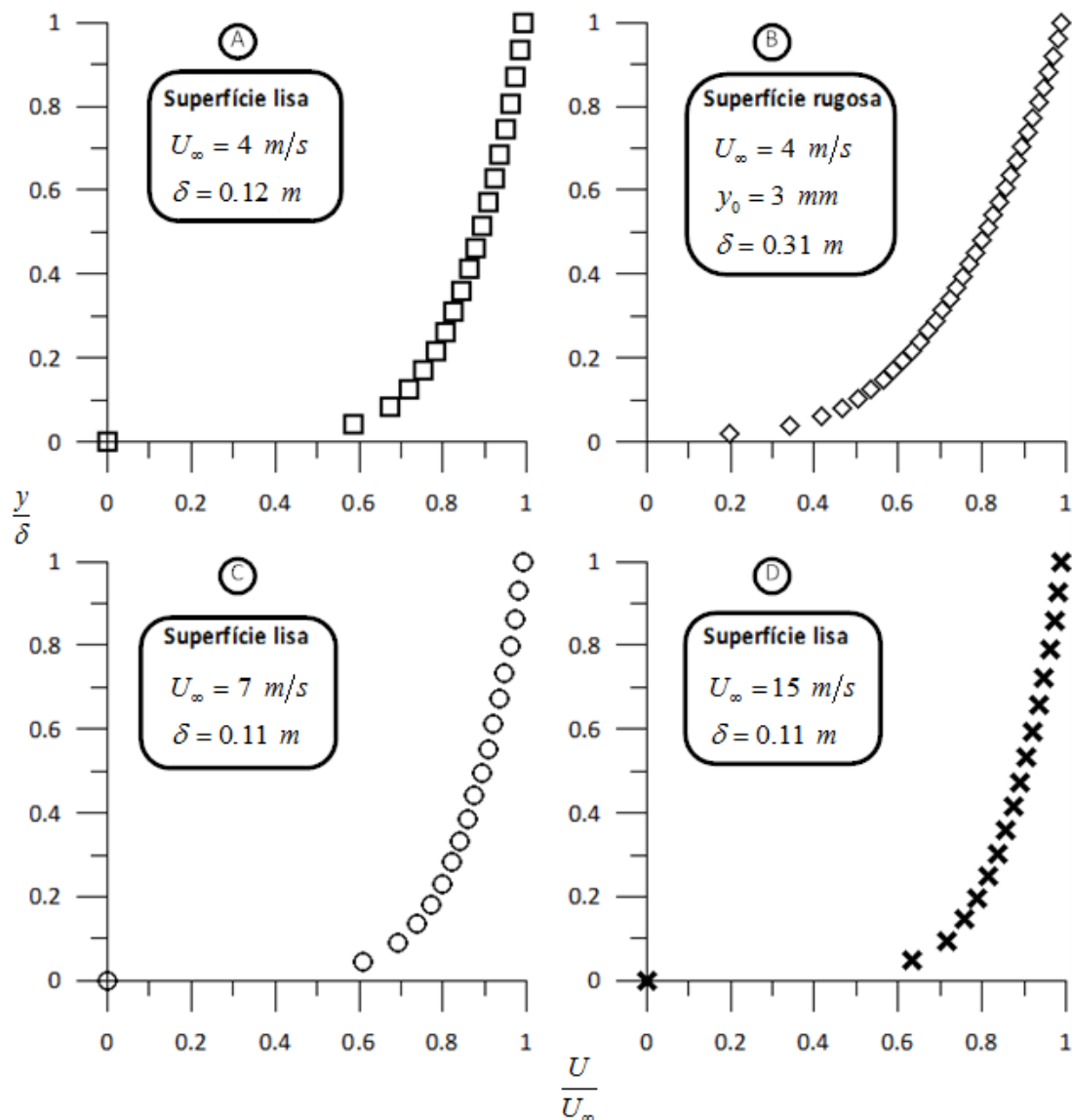


Figura 2.20 - Perfis de velocidade média na “estação de trabalho” para diferentes situações de rugosidade superficial e número de *Reynolds*.

Ainda relacionado com a variação de velocidade média do escoamento, encontram-se em anexo algumas ilustrações retiradas directamente do FLUENT, nas quais se pode ver a variação de velocidade na “secção de trabalho” do túnel para diferentes condições de rugosidade superficial (**Anexo V**).

2.12.6 Parâmetros da turbulência

Uma das características mais evidentes da camada limite atmosférica é a turbulência a ela associada. Esta deve-se essencialmente à velocidade do vento (elevados números de *Reynolds*), às fontes de perturbação mecânica na evolução normal do escoamento, como é o caso da rugosidade natural do solo, da existência de edifícios, vegetação, etc., e ainda às variações térmicas existentes ao longo da superfície terrestre.

A forma mais simples de caracterizar a turbulência associada a um determinado escoamento é fazendo a estimativa da sua intensidade. Este parâmetro é dado pelo quociente entre o desvio padrão da velocidade instantânea e o valor médio local de velocidade, normalmente calculada após 10 *min* de medições [12].

$$I_t = \frac{\sqrt{u^2}}{U} = \frac{\sigma_u}{U} \quad (2.31)$$

Uma vez que os efeitos da rugosidade superficial e das variações da temperatura do solo são factores muito importantes na geração da turbulência, a sua intensidade perde força à medida que a distância ao solo aumenta. Os perfis obtidos no FLUENT correspondentes a este parâmetro obedecem a este tipo de evolução esperada, conforme se pode ver na **Figura 2.21**.

Em relação à rugosidade superficial presente, nota-se que a sua influência é sentida principalmente na zona interior da camada limite, tendendo os perfis de I_t para superfície rugosa e lisa a aproximarem-se com o distanciamento ao solo. Em qualquer dos casos, o valor de I_t não se anula à saída da região de camada limite, uma vez que, mesmo fora desta, o escoamento não deixa de ter características turbulentas.

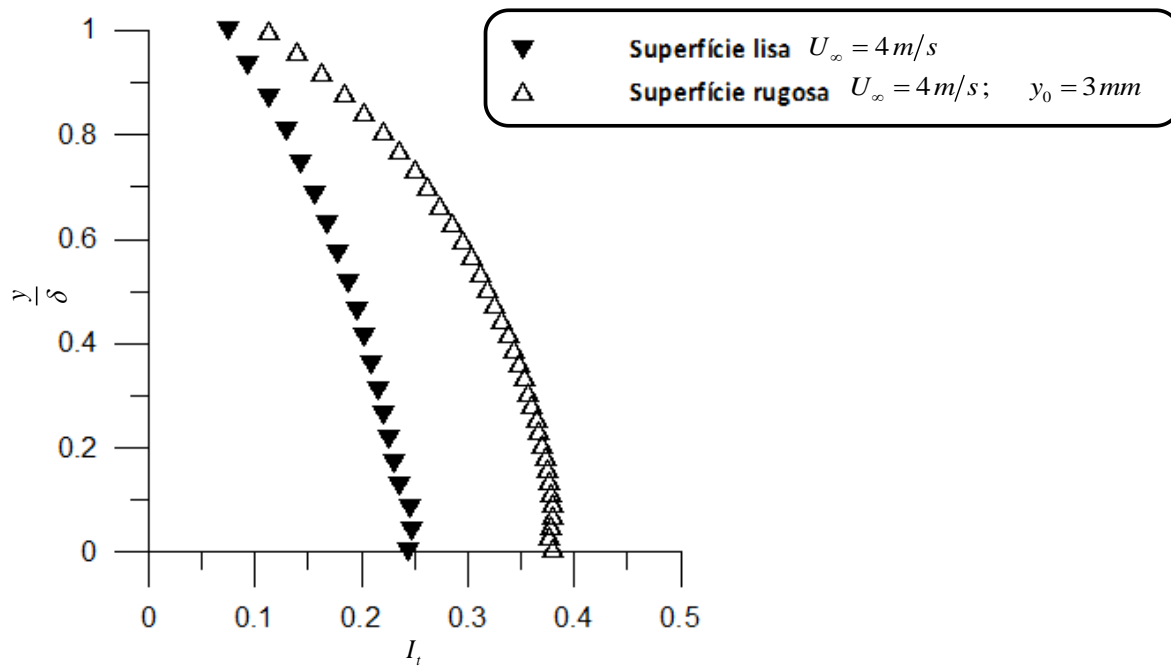


Figura 2.21 - Perfis de intensidade de turbulência obtidos do FLUENT pelo autor.

No que diz respeito agora um outro parâmetro da camada limite, a viscosidade turbulenta (μ_{turb}), é importante conhecer primeiro a evolução teórica esperada da tensão de atrito efectiva e das suas componentes de natureza laminar e turbulenta, para uma análise posterior dos resultados obtidos numericamente.

Observando a **Figura 2.22**, verifica-se que:

- Na subcamada linear, próximo da superfície sólida, as tensões de corte são naturalmente em grande maioria de natureza viscosa, devido ao atrito gerado entre a parede e o escoamento de fluido: $\tau_{ef} \approx \tau$ uma vez que $\tau_{turb} \ll \tau$;
- Na zona intermédia, camada de parede: $\tau_{turb} > \tau$, com tendência a aumentar;
- Na camada exterior, já relativamente longe do solo, o efeito viscoso é praticamente desprezável: $\tau_{turb} \gg \tau$, ficando $\tau_{ef} \approx \tau_{turb}$.

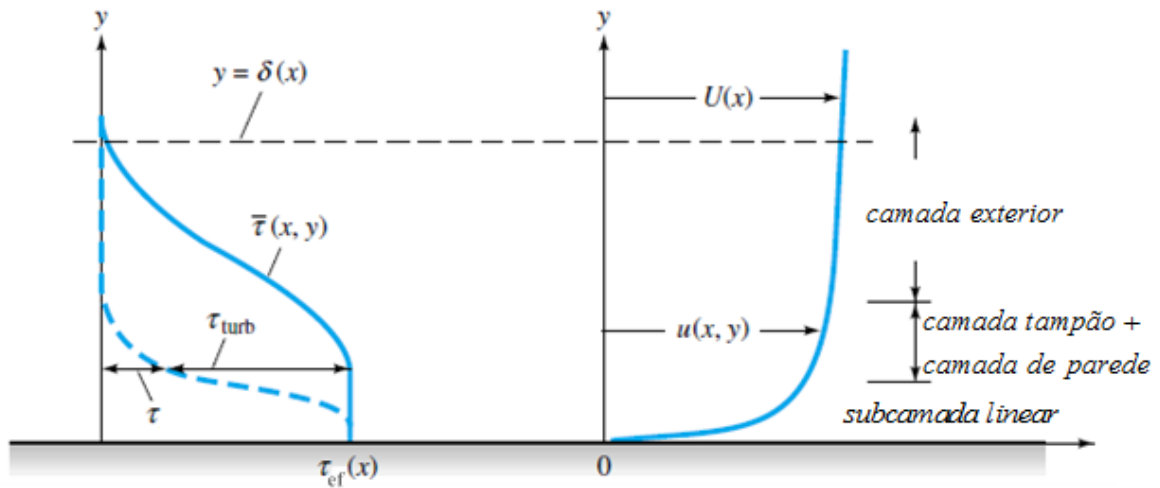


Figura 2.22 - Desenvolvimento dos parâmetros da tensão efectiva na camada limite turbulenta, adaptada de [22].

Como, ao utilizar-se o modelo de turbulência $k - \varepsilon$, se está a considerar o escoamento como sendo completamente turbulento, tem apenas interesse comparar o perfil de μ_{turb} com o desenvolvimento esperado. Retiraram-se então do FLUENT os valores de viscosidade turbulenta na camada limite que permitiram representar os perfis da **Figura 2.23**.

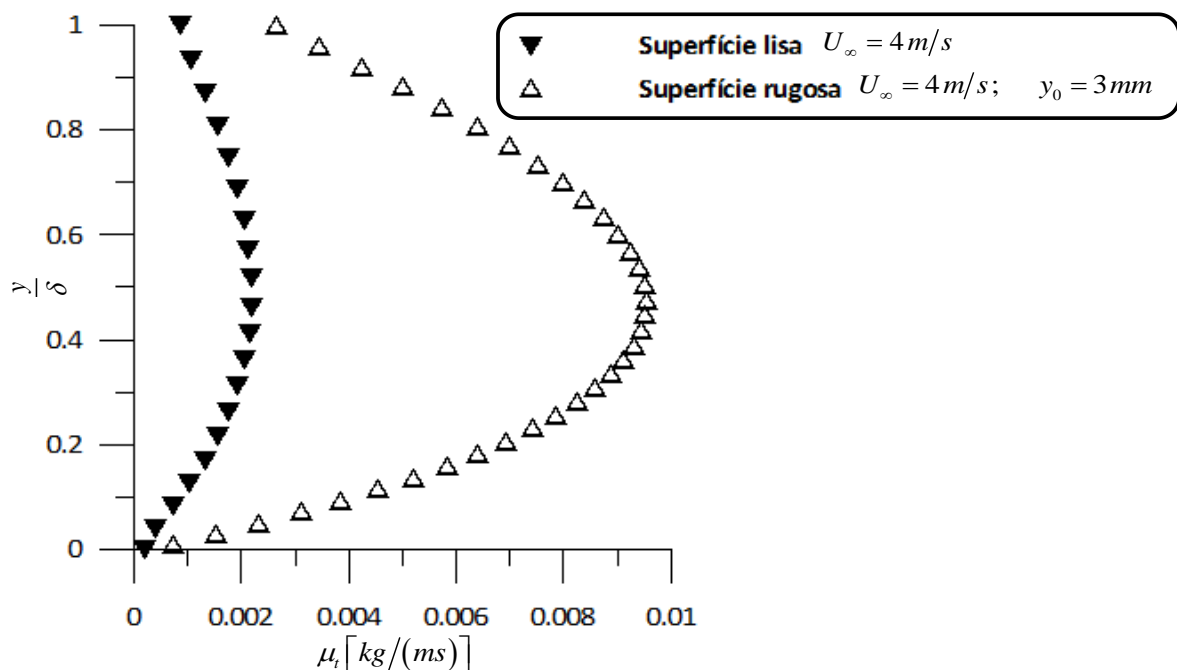


Figura 2.23 - Perfis de viscosidade turbulenta resultantes da simulação numérica.

Fazendo a associação entre os perfis numéricos de μ_{turb} e o desenvolvimento teórico de τ_{turb} apresentado na **Figura 2.22**, verifica-se que a sua evolução é concordante: junto do

plano base do escoamento $\mu_{turb} \approx 0$, nunca sendo o seu valor exactamente nulo, uma vez que não está representada a subcamada viscosa onde isso aconteceria; depois, o valor de μ_{turb} vai aumentando, atingindo os valores máximo na zona aproximadamente a meio da espessura de camada limite, tal como acontece com τ_{turb} ; com o aproximar do final da camada limite, onde a tensão de parede perde influência, correspondentemente μ_{turb} também diminui.

A influência da rugosidade superficial é também evidente na **Figura 2.23**, apoiando o facto de existir um menor enchimento na forma dos perfis de velocidade de escoamentos sobre superfícies rugosas. Isto porque, devido à existência de valores de viscosidade turbulenta muito superiores, consequentemente a tensão tangencial é também maior, fazendo com que exista maior atrito ao movimento de progressão do ar.

Quanto aos parâmetros k e ε que dão nome ao modelo de turbulência utilizado nas simulações, a sua evolução está representada na **Figura 2.24** e **Figura 2.25**, respectivamente.

Em relação à produção de energia cinética turbulenta, foi visto que na região junto à parede o seu valor depende directamente de τ_s , de acordo com a **Equação (2.26)**. Como se sabe que a tensão perde força com o afastamento ao solo, k previsivelmente também diminui.

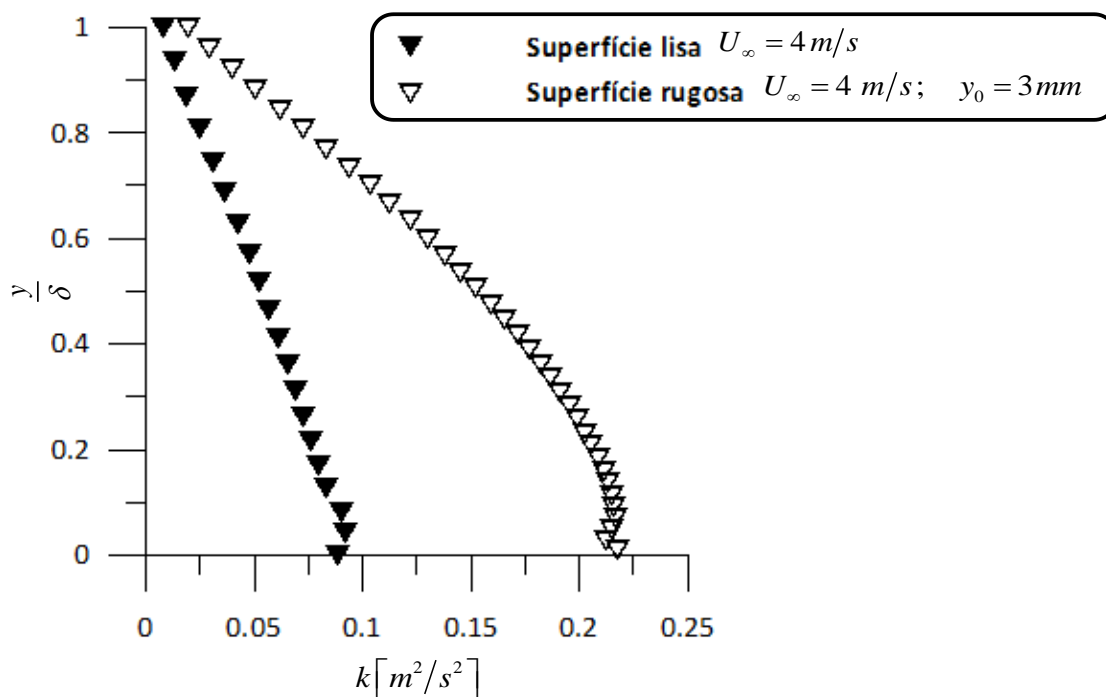


Figura 2.24 - Perfis de produção de energia cinética turbulenta.

Nota-se também que a forma dos perfis de k se assemelha de certo modo à forma dos perfis de I_t . Isto não será de estranhar, uma vez que a produção de energia cinética turbulenta depende fortemente da quantidade de agitação das partículas de ar que constituem o escoamento.

Por seu lado, o termo que representa a taxa de dissipação de k em energia interna do escoamento é praticamente nulo na subcamada exterior da camada limite. Como seria de esperar, a dissipação faz-se na zona onde se encontram os vórtices com maior velocidade de rotação e menor dimensão, ou seja na região interna da camada limite, até aproximadamente 20% de δ .

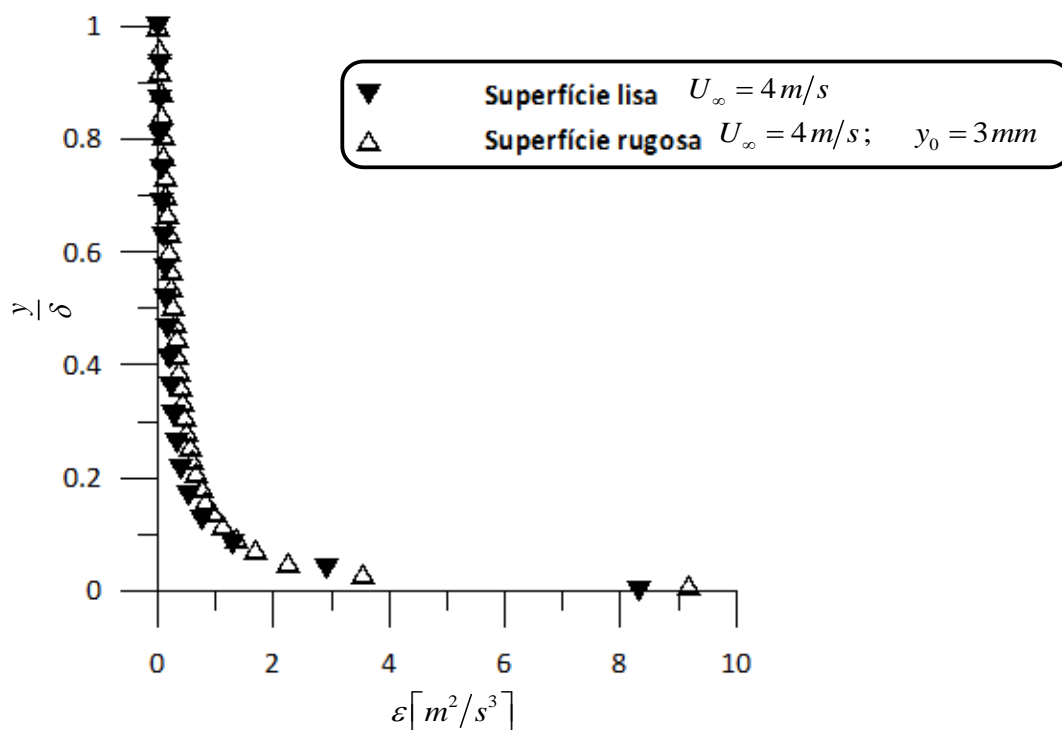


Figura 2.25 - Perfis da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta.

Por último, neste capítulo, apresenta-se a evolução dos valores dos resíduos resultantes do processo iterativo do programa de cálculo, primeiro para uma situação de escoamento sobre superfície lisa e depois em condições de superfície rugosa.

As simulações numéricas foram realizadas num computador *HP Pavilion dv6000*, com processador *Intel® Core™ 2 CPU T5600 @ 1.83GHz+1.83GHz* e memória RAM de *2046MB*, utilizando o sistema operativo *Windows Vista™ Home Premium*.

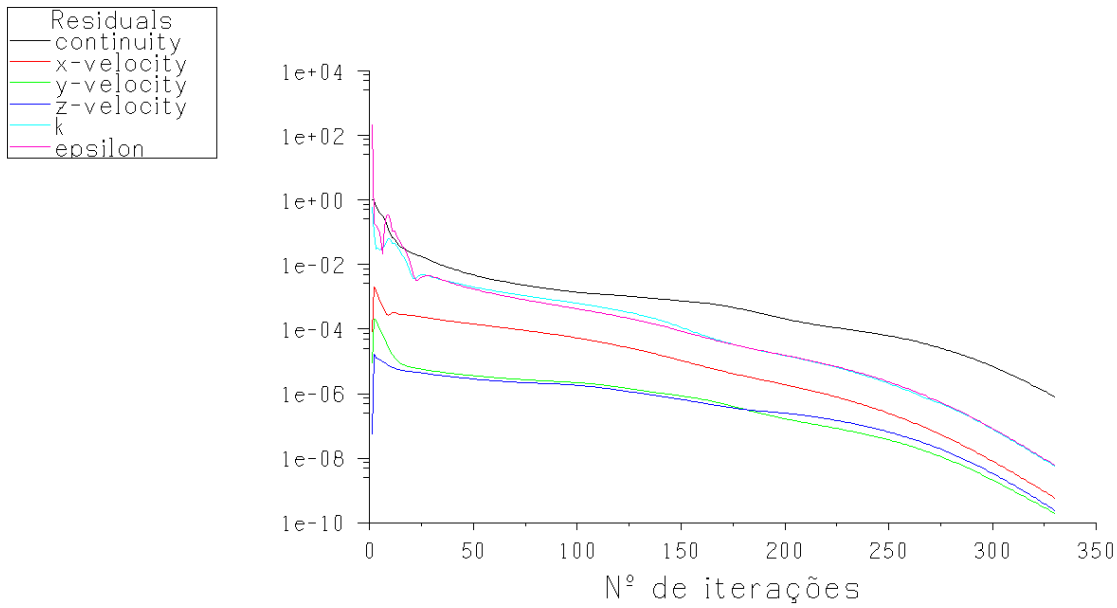


Figura 2.26 - Resíduos correspondentes à simulação de escoamento sobre superfície lisa, com $U_{\infty} = 4\text{ m/s}$ e tecto inclinado.

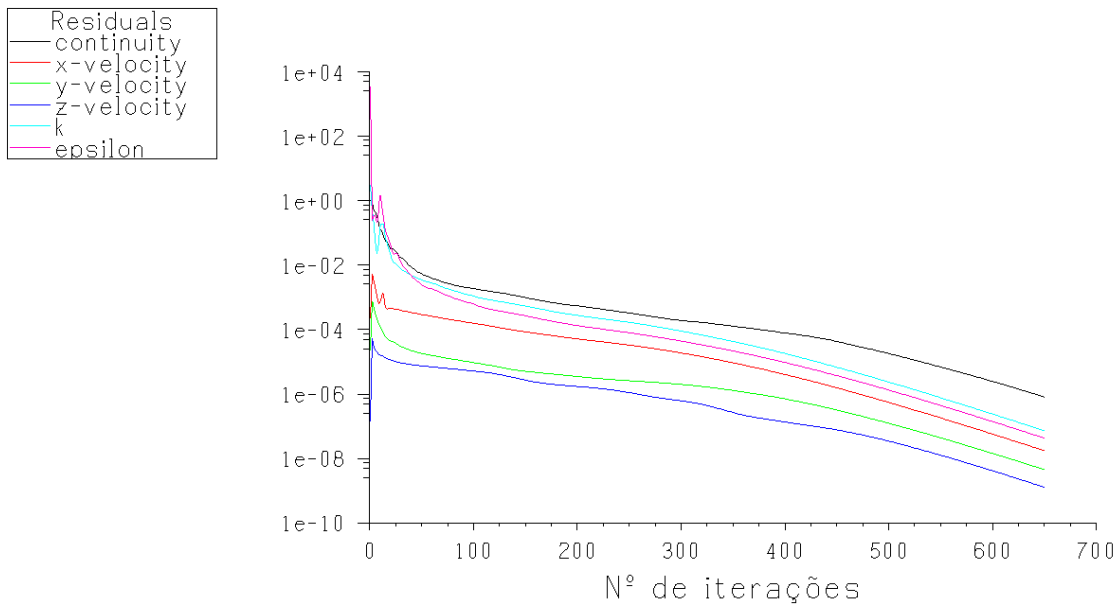


Figura 2.27 - Resíduos correspondentes à simulação de escoamento sobre superfície rugosa, com $U_{\infty} = 4\text{ m/s}$ e tecto inclinado.

O tempo de cálculo para que os resíduos atingissem a convergência desejada variou desde aproximadamente *2 horas* para as situações de superfície lisa, até cerca de *4–5 horas* na simulação do túnel com rugosidade superficial.

Capítulo 3

Simulação experimental

3.1 Considerações gerais

Depois de concluída a simulação numérica da camada limite dinâmica e feita a análise das suas características, comparativamente com os dados disponíveis de Carvalho em [5] e [6], segue-se agora um capítulo dedicado à simulação experimental.

Uma vez que a montagem utilizada neste estudo, em particular o túnel de vento onde foram gerados os escoamentos de camada limite, já havia sido objecto de estudo, quer experimentalmente por Carvalho, quer também agora numericamente pelo autor, optou-se por se centrar neste caso essencialmente na componente térmica.

De modo a simular as condições de vento atmosférico desejadas, conforme tem vindo a ser referido, recorreu-se a um túnel aerodinâmico de camada limite com câmara de experiências relativamente longa.

Como objecto de estudo, utilizou-se nos ensaios experimentais um modelo de edifício prismático à escala reduzida, com altura igual a três vezes o comprimento da aresta da base, instrumentado e posicionado na zona de testes da câmara do túnel, de maneira a satisfazer as condições apropriadas de formação da camada limite turbulenta.

Nos vários ensaios realizados com vista ao estudo do processo de interacção térmica entre o modelo e o escoamento de ar, foram testadas diferentes condições de rugosidade superficial local, velocidades de escoamento e orientação angular do modelo em relação ao escoamento incidente. Isto com o objectivo de contemplar um leque bastante variado de situações possíveis de ocorrer na realidade.

No que diz respeito ao método de recolha dos valores das temperaturas, utilizadas no cálculo dos vários parâmetros adimensionais fundamentais ao estudo térmico, este consiste

num processo semi-automático que recorre a *hardware* e *software* da *National Instruments*, mais concretamente o programa LabVIEW.

Faz-se inicialmente neste capítulo uma descrição geral da montagem experimental, onde se apresentam as principais particularidades do túnel de camada limite do DEMI, as características do modelo reduzido utilizado ao longo das simulações, bem como as técnicas de medição de temperaturas, pressões, etc. Descreve-se depois o procedimento geral adoptado na realização dos ensaios e mais adiante são referidos os parâmetros adimensionais que servem de base e permitem fazer a síntese e a análise do processo de transferência de calor. Os dados recolhidos pelo autor são comparados e comentados à luz da teoria e de trabalhos efectuados por outros investigadores nesta área, recolhendo-se assim as principais conclusões a reter do presente estudo. Como etapa final, surge ainda uma breve analogia entre os valores resultantes deste estudo à escala reduzida, e uma situação tipo de edifício à escala real.

3.2 Montagem experimental

3.2.1 O túnel aerodinâmico de camada limite

Os ensaios experimentais foram na sua totalidade realizados no túnel aerodinâmico de camada limite, que se encontra instalado no Laboratório de Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, conforme já foi referido no **Subcapítulo 1.2** introdutório.

O túnel de vento em questão trabalha em circuito fechado e encontra-se equipado com três ventiladores instalados em paralelo. Estes podem trabalhar independentemente entre si, tendo ao longo dos ensaios sido apenas utilizado o ventilador central. O controlo da velocidade de rotação do ventilador central é feito a partir de um variador de frequência que se encontra integrado no sistema eléctrico do túnel, tendo sido utilizados valores na gama entre $0-40\text{ Hz}$. A este intervalo de frequências equivalem velocidades médias de entrada de ar na câmara de ensaios, na gama entre 0 m/s e 11 m/s . Numa fase inicial de preparação experimental, o autor procedeu à realização de uma curva de funcionamento do ventilador,

para relacionar precisamente a frequência e a velocidade de entrada do escoamento, encontrando-se o gráfico respectivo no **Anexo VI**.

Ao contrário do que acontece com a velocidade, o túnel não está equipado de modo a permitir que se controle a temperatura de entrada do escoamento, sendo que por isso o ar entra na câmara a uma temperatura próxima da temperatura ambiente.

A câmara de ensaios possui aproximadamente $9m$ de extensão e uma secção transversal rectangular (em situação de tecto horizontal) com as dimensões $1.5 \times 1m^2$. A montante da secção de entrada encontra-se instalada uma câmara de contracção que permite baixar os valores de intensidade de turbulência do escoamento até $I_t \approx 1\%$.



Figura 3.1 - Perspectiva geral do túnel aerodinâmico do DEMI FCT-UNL.

O tecto da câmara de ensaios tem a particularidade de ser regulável em inclinação. Esta importante característica foi bem aproveitada através da colocação de diversas tomadas de pressão ao longo das placas que formam o tecto. Essas tomadas foram devidamente ligadas a micromanómetros, dando ao autor a possibilidade de medir a evolução da pressão estática e consequentemente anular o gradiente de longitudinal de pressão (condição essencial para simular correctamente a camada limite atmosférica, tal como referido em **2.3** e **2.12.1**).

Estas tomadas foram ainda bastante úteis no processo de cálculo da velocidade do escoamento, em especial para a realização da tarefa inicial referente à criação da curva de funcionamento do ventilador. O posicionamento das sondas é evidentemente idêntico ao utilizado na simulação numérica, tendo sido feito de acordo com o esquema apresentado na **Figura 2.7** relativa ao **Subcapítulo 2.12.1**.

Os diversos valores de rugosidade superficial, simulados ao longo dos ensaios experimentais, foram conseguidos a partir da variação em altura de um sistema de réguas de madeira instalado na soleira da câmara de ensaios do túnel, como se pode ver em detalhe nas fotografias apresentadas na **Figura 3.2**.

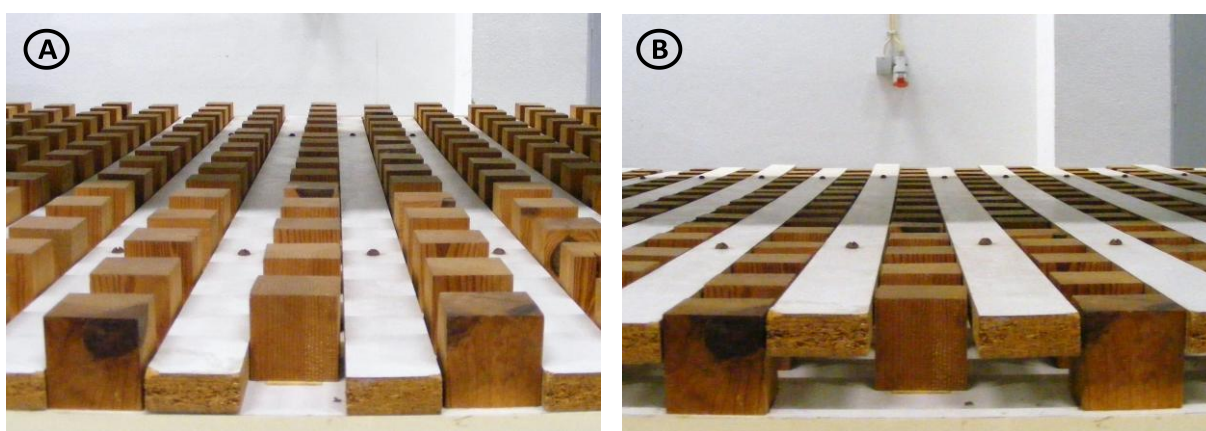


Figura 3.2 - Imagens do sistema de rugosidade artificial, formado por réguas + cubos de madeira: situação de rugosidade máxima (A); condições de rugosidade mínima (B).

As várias réguas encontram-se colocadas ao longo de toda a base da câmara de ensaios, estando separadas entre si por conjuntos de cubos de madeira com 50mm de lado, posicionados de forma alternada com um espaçamento igual à sua aresta. Quanto à geometria das réguas, estas têm comprimento igual ao da secção transversal da câmara (1.5m), largura de 50mm e 20mm de altura. O esquema representativo da disposição de todo este sistema de rugosidade, encontra-se apresentado na **Figura 3.3**.

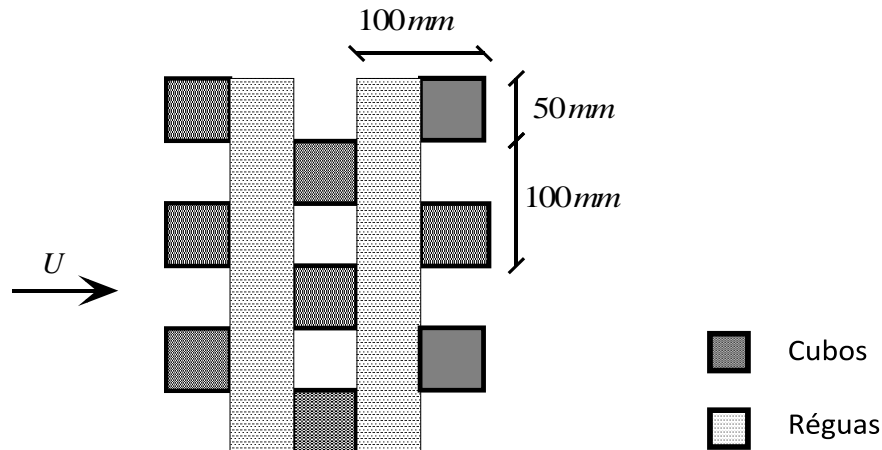


Figura 3.3 - Esquema (parcial) representativo da distribuição das réguas e cubos (vista de topo).

Com esta montagem experimental conseguem simular-se condições de rugosidade superficial, que de acordo com os perfis de velocidade média obtidos em [5] e [6], variam entre os seguintes valores de n (referente à lei de potência **(2.10)**):

- Desde $n \approx 2$, que resulta da colocação das réguas completamente em baixo. Esta situação simula o que acontece com o vento em grandes centros urbanos à escala real (segundo os dados da **Tabela 2.2**). Esta situação corresponde ao caso apresentado na **Figura 3.2 A**;
- Até um valor máximo de $n \approx 5$, quando as réguas se encontram na sua posição de altura máxima, topo a topo com os cubos (**Figura 3.2 B**). Este caso equivale a uma condição de rugosidade que se encontra tipicamente entre as situações de campo aberto e zona de subúrbio.

3.2.2 O modelo reduzido

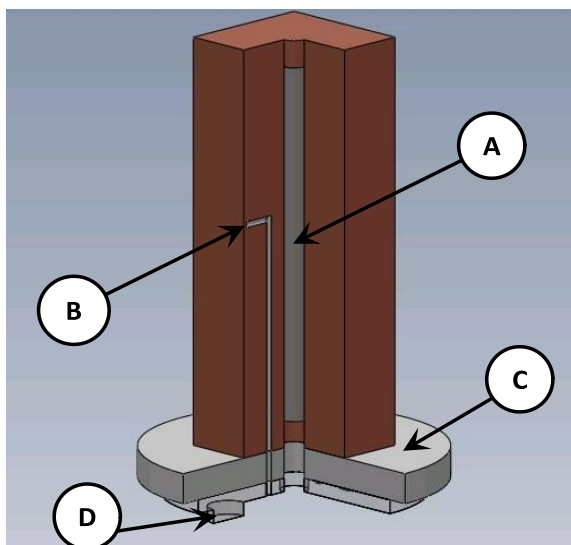
Como não se pretende com este trabalho estudar a estrutura particular de um determinado edifício, é apenas necessário que o formato do modelo a utilizar se aproxime da forma geométrica típica dos prédios altos. Utilizou-se para isso como objecto de estudo um prisma quadrangular maciço com aresta da base de $50mm$ e altura de $150mm$.

De resto, e de modo a contemplar os objectivos pretendidos a atingir com esta simulação experimental, o modelo reduzido do edifício a utilizar deveria preencher o seguinte conjunto de requisitos:

- Capacidade de produzir de forma controlada energia, até que se atingissem os valores de temperatura desejados para o teste;
- Apresentar temperatura uniforme para assim simular um edifício típico – onde na generalidade dos casos a presença de gradientes térmicos se pode considerar reduzida;
- Permitir o controlo eficaz das perdas térmicas nas diversas formas de transferência de calor – condução, radiação e convecção;
- Possibilidade de ser rodado, de forma a permitir estudar diferentes posições angulares do edifício reduzido em relação à direcção de incidência do vento simulado.

Para satisfazer o cumprimento do primeiro dos pontos anteriores, foi colocado a partir da base e na zona central do prisma, um cartucho em aço inoxidável com 130mm de altura e 10mm de diâmetro, que integra internamente uma resistência eléctrica com potência nominal de 400W (**Figura 3.4 A**). Esta resistência encontra-se ligada a um reóstato alimentado directamente pela corrente eléctrica da rede, que permite o ajuste da potência dissipada por efeito de *Joule*. O controlo da potência fornecida foi feito com recurso a dois multímetros, que disponibilizam para leitura os valores da intensidade (I) e tensão (V) da corrente eléctrica. Esses valores, através da conhecida lei de *Ohm* (**Equação (3.1)**), permitem o cálculo da potência total (P_t) dissipada pela resistência e que promove o aquecimento do modelo.

$$P_t = I \cdot V \quad (3.1)$$



A - Cartucho com resistência eléctrica integrada

B - Sonda termopar do tipo k

C - Bolacha de material isolante

D - Base móvel em material acrílico

Figura 3.4 - Modelo prismático em cobre, devidamente instrumentado.

Com o propósito de criar um modelo aproximadamente isotérmico e satisfazer assim o segundo dos quatro pontos anteriores, escolheu-se como material para constituição do edifício em tamanho reduzido o cobre. A principal razão é o facto de ser um bom condutor térmico, facilitando assim a homogeneidade térmica global do prisma. Para além disso, trata-se de um material mais barato do que outros semelhantes neste domínio, como por exemplo o ouro e a prata.

A validade da opção tomada em termos de material adoptado, no que diz respeito à condição de uniformidade de temperatura interna, foi verificada em [6]. O autor desse trabalho, procedendo a uma discretização de um cubo e utilizando um programa de cálculo numérico onde colocou as condições de condutividade térmica do cobre, potência dissipada pelo modelo e coeficientes de transmissão de calor por convecção em cada face, confirmou a esperada homogeneidade quase total da temperatura do seu modelo. Como, em comparação com o presente trabalho, a principal diferença é o facto do objecto utilizado não apresentar geometria prismática mas sim cúbica, esta dissemelhança não leva a crer que o modelo possa deixar de se considerar globalmente isotérmico.

De qualquer forma, e ao longo de todos os ensaios, a condição de isoterminia do modelo prismático foi avaliada recorrendo ao parâmetro conhecido como número de *Biot*, que permite comparar a resistência interna à condução com a resistência à convecção na superfície do corpo. Este é dado por

$$Bi = \frac{h_c \times \left(\text{Volume} / \text{Área} \right)}{\lambda_c} \quad (3.2)$$

onde $\left(\text{Volume} / \text{Área} \right)$ é a dimensão característica do corpo, sendo que é válido considerar que o corpo é isotérmico no caso de $Bi < 0.1$. A área que se considera para o cálculo é aquela que fica directamente exposta ao escoamento, desprezando-se assim a influência da área da base que se encontra termicamente isolada.

O valor mais elevado que se verificou deste parâmetro foi $Bi = 0.0104$, ao qual corresponde um coeficiente de película $h_c = 58.2 \text{ W} / (\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Este valor de Bi , sendo bastante inferior ao limite referido no parágrafo anterior, confirma assim, tal como era esperado, que o modelo prismático se pode considerar termicamente homogéneo. Esta condição veio a

verificar-se coerente com o facto das diferenças de temperaturas medidas entre faces opostas do prisma nunca irem além de algumas décimas de grau ao longo dos vários ensaios experimentais efectuados.

No entanto, o principal problema inerente à utilização do cobre no presente estudo é o facto de que quando este se encontra exposto durante algum tempo a temperaturas na ordem dos 150°C , começar a oxidar superficialmente. Esta circunstância leva consequentemente a que se perca algum controlo experimental, devido à maior incerteza inerente ao valor da sua emissividade (ε_c). Por este motivo, teve-se sempre o cuidado de conservar o modelo devidamente polido ao longo das várias experiências realizadas, para minimizar a incerteza presente nos resultados finais. Deste modo, considerou-se para os cálculos o valor da emissividade do cobre polido ($\varepsilon_c \approx 0.05$). A potência perdida por radiação (P_r) foi calculada através da relação

$$P_r = \varepsilon_c \times \sigma \times A_p \times (T_p^4 - T_{\infty}^4) \quad (3.3)$$

Na figura seguinte podem ver-se imagens obtidas pelo autor, captando duas situações que ocorreram ao longo do trabalho experimental: à esquerda apresenta-se uma fotografia do modelo em que o cobre se encontra devidamente polido, e à direita o prisma com uma coloração mais escura, típica da presença de alguma oxidação superficial.

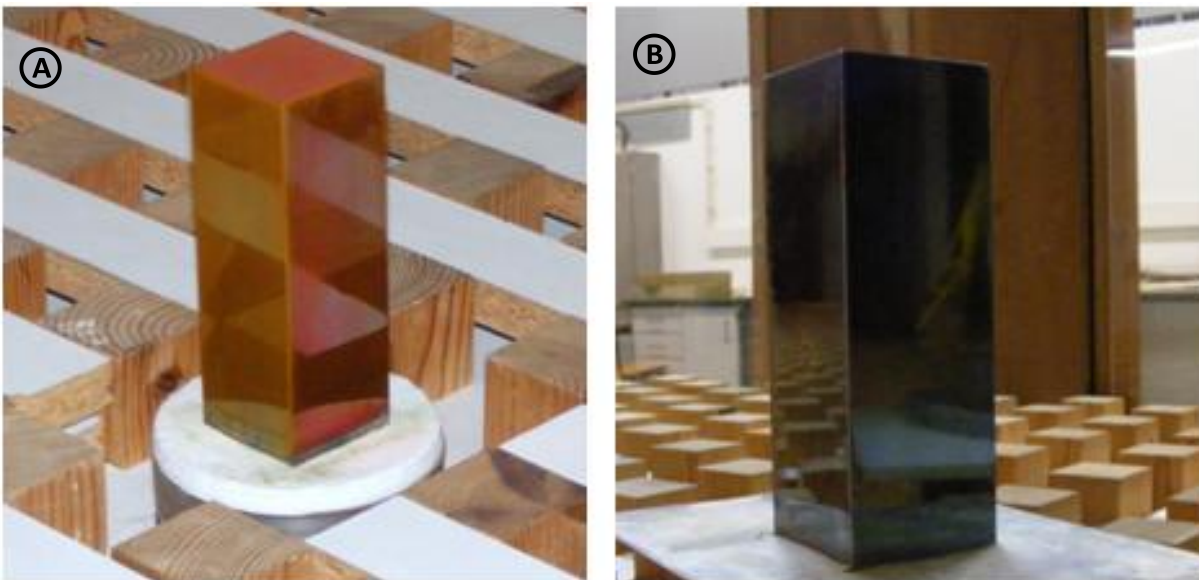


Figura 3.5 - Modelo reduzido em cobre: polido (A); com alguma oxidação superficial (B).

Para a medição da temperatura do cobre (T_p) foram instalados junto à superfície e em faces verticais opostas, dois termopares do tipo k (**Figura 3.4 B**). Uma terceira sonda termopar foi colocada a uma altura suficientemente afastada do modelo, fazendo a aquisição da temperatura do escoamento (T_∞).

Relativamente à parcela referente à condução térmica, para possibilitar a quantificação da potência a ela inerente, colocou-se o prisma sobre uma bolacha de material isolante de espessura $\Delta x = 11\text{mm}$ e condutividade térmica $\lambda = 0.1\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ (**Figura 3.4 C**) [6]. Encontra-se ainda instalado, imediatamente no final da camada isolante, um quarto termopar que faz a medição do valor da temperatura nessa zona (T_b). Torna-se assim possível, através da lei de *Fourier*, determinar o calor que por ali passa proveniente do modelo aquecido.

$$P_b = \frac{\lambda \times A_b \times (T_b - T_i)}{\Delta x} \quad (3.4)$$

Para satisfazer o último dos quatro pontos de requisitos anteriores, toda a estrutura do modelo prismático até aqui descrita assenta sobre uma base móvel em material acrílico (**Figura 3.4 D**). Esta base de apoio possibilita que se rode o prisma livremente segundo o seu eixo central vertical, de modo a que este seja colocado, a cada ensaio, na posição angular desejada em relação à direcção do escoamento.

Por fim, e após conhecer todos os valores das potências até aqui referidas, torna-se simples o cálculo da porção de energia dissipada por efeito convectivo do escoamento de ar (P_c),

$$P_t = P_r + P_b + P_c \quad (3.5)$$

e, a partir desta, determinar o valor do coeficiente de transmissão de calor por convecção (h_c), recorrendo à expressão

$$P_c = h_c \times A_p \times (T_p - T_\infty) \quad (3.6)$$

3.2.3 Parâmetros característicos da rugosidade superficial

Como já foi dito, o sistema formado pelas réguas e cubos de madeira, distribuídos ordenadamente sobre a soleira do túnel ao longo de toda a sua largura e comprimento, permitem simular os parâmetros característicos da rugosidade presentes nas equações da lei logarítmica (2.8) e de potência (2.10).

O cálculo dos valores de y_0 e d correspondentes à lei logarítmica foi realizado para esta montagem experimental por Carvalho em [5] e [6], de acordo com o método proposto por Perry e Joubert no ano de 1963. Em termos gerais, este processo consiste no seguinte: partindo da equação integral de von Kármán simplificada para as condições de gradiente de pressão longitudinal nulo, relacionar δ_m com τ_s ; em seguida, determinar u_τ a partir de τ_s ; por último, utilizando um gráfico no qual o eixo das abcissas, logarítmico, representa os valores de y , o eixo linear das ordenadas contém os valores de $U(y)/u_\tau$, e tendo em conta $0 \leq d \leq 50\text{mm}$, verificar qual a curva da lei logarítmica que mais se aproxima da representação de uma recta; a intersecção desta curva com o eixo logarítmico corresponde ao valor de $\ln(y_0)$.

Já para o caso da determinação do expoente n da lei de potência, a técnica utilizada consiste na representação dos vários pontos do perfil de velocidades oriundos de um dado ensaio, em gráfico duplamente logarítmico, verificando em seguida qual o expoente da regressão da recta do tipo potência que melhor se ajusta globalmente ao conjunto dos pontos experimentais. A aplicação deste procedimento foi já feita no presente estudo, conforme se pode ver no **Subcapítulo 2.12.4, Figura 2.19**.

No esquema seguinte, análogo ao da **Figura 2.3**, mas neste caso referente à própria montagem experimental utilizada, encontram-se identificados os parâmetros da rugosidade inerentes à lei logarítmica.

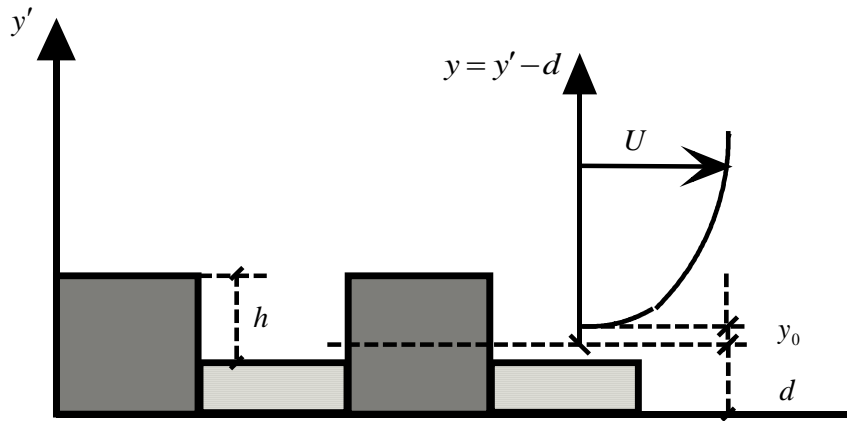


Figura 3.6 – Esquema da montagem dos elementos que formam a rugosidade superficial, com os parâmetros pertencentes à lei logarítmica devidamente identificados.

Encontram-se expressos na figura seguinte os valores referentes à evolução dos parâmetros da rugosidade, correspondentes às várias situações possíveis de simular com esta montagem experimental.

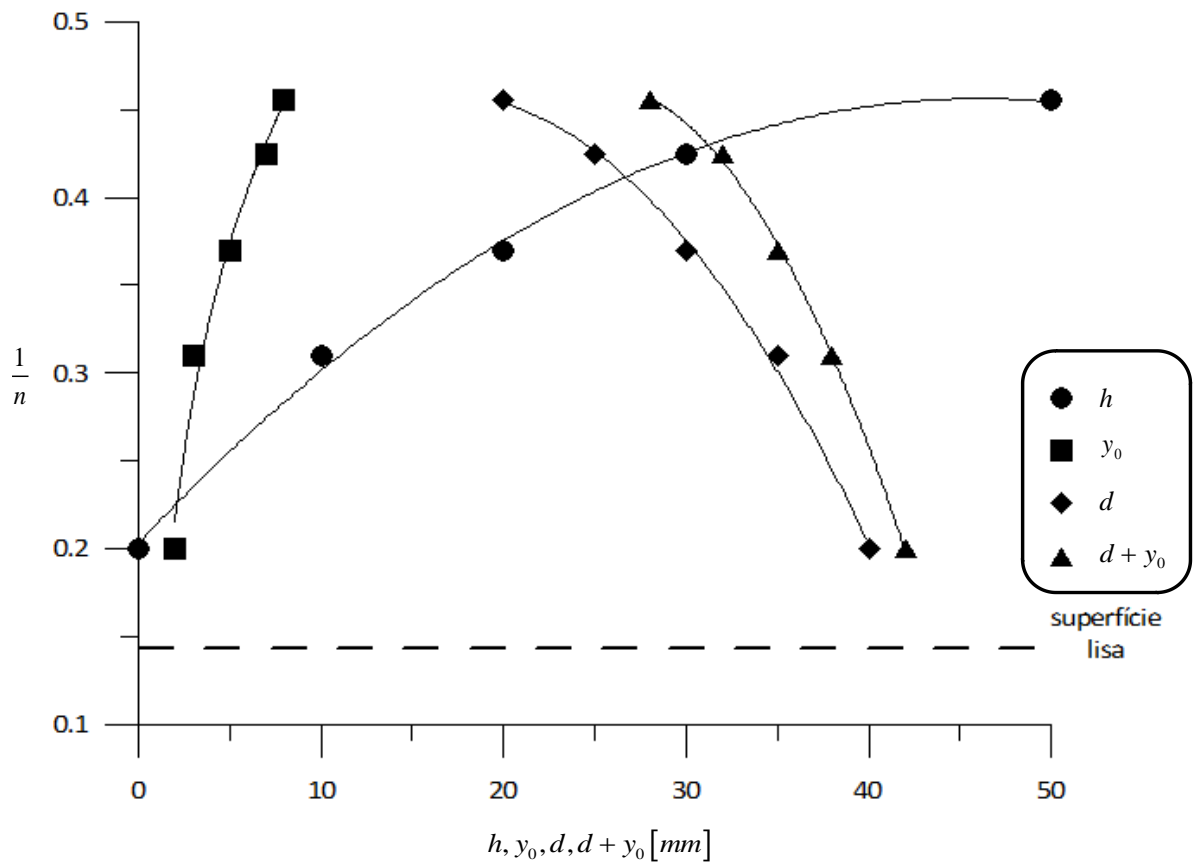


Figura 3.7 - Variação dos parâmetros da rugosidade das leis logarítmica e de potência, para as diversas condições possíveis de concretizar com a montagem experimental, baseado em [6].

As principais notas a reter da análise da **Figura 3.7**, referidas igualmente em [6], são:

- O comportamento assintótico da evolução de $1/n$ com o aumento de h . Assim, pode argumentar-se que $h \approx 50\text{mm}$ é um valor de estagnação em termos de influência da rugosidade na estrutura do escoamento. Por outras palavras, isto quer dizer que, mesmo que fosse possível aumentar na montagem experimental o valor de h , esta situação seria de pouco interesse, uma vez que o valor da tensão superficial deixaria de variar.
- O ponto de intersecção entre as curvas de h e y_0 ($\approx 2.5\text{mm}$) corresponde a uma equivalência entre o sistema que forma a rugosidade (régua + cubos) e o modelo de grãos de areia de *Nikuradse*. Ou seja, a influência na estrutura da camada limite dinâmica seria a mesma, ao ter a montagem feita de modo a que h correspondesse ao valor da intersecção ou preenchendo de forma compacta a soleira do túnel com grãos de areia de diâmetro y_0 igual a esse mesmo valor de h .

Como forma de resumo apresenta-se a tabela seguinte, onde são apresentados os parâmetros respeitantes aos ensaios realizados no presente estudo ao longo das simulações experimentais e/ou numéricas. De notar que a primeira linha corresponde à situação de escoamento sobre superfície lisa.

Tabela 3.1 - Quadro sumário com as condições de rugosidade superficial investigadas ao longo do presente estudo, através de simulação numérica ou experimental.

$h[\text{mm}]$	$d[\text{mm}]$	$y_0[\text{mm}]$	$1/n$
-	-	-	0.14
0	40	2	0.20
10	35	3	0.31
30	25	7	0.43

3.2.4 Posicionamento do modelo na câmara de ensaios

A posição ideal para a colocação do modelo reduzido no interior da câmara de ensaios do túnel do DEMI havia já sido determinada em estudos anteriormente realizados no mesmo. Os principais requisitos a satisfazer nessa escolha foram que a camada limite se apresentasse tanto quanto possível desenvolvida ao interagir com o modelo, e ao mesmo tempo não se comprometesse a bidimensionalidade do escoamento.

Se quanto ao seu posicionamento transversal não haveria grandes dúvidas que o melhor seria colocar o modelo numa posição central, suficientemente afastado das paredes laterais da câmara, longe do efeito de tensão tangencial entre o fluído e a fronteira sólida, de modo a manter a sua bidimensionalidade, já quanto à sua coordenada longitudinal a solução não seria tão simples. Isto porque, com o aproximar do final da câmara de testes, existe a zona de aspiração de ar que confere ao escoamento características tridimensionais. Assim sendo, não seria viável simplesmente colocar o modelo o mais longe possível da secção de entrada, e teve de se encontrar a localização que contemplasse ao mesmo tempo o desenvolvimento máximo da camada limite e um escoamento tipicamente bidimensional. Deste modo, e de acordo com [6], concluiu-se que a posição mais correcta, “estação de trabalho”, seria para $x = 7.267\text{ m}$, ou seja, a esta distância da secção de entrada da câmara de ensaios.

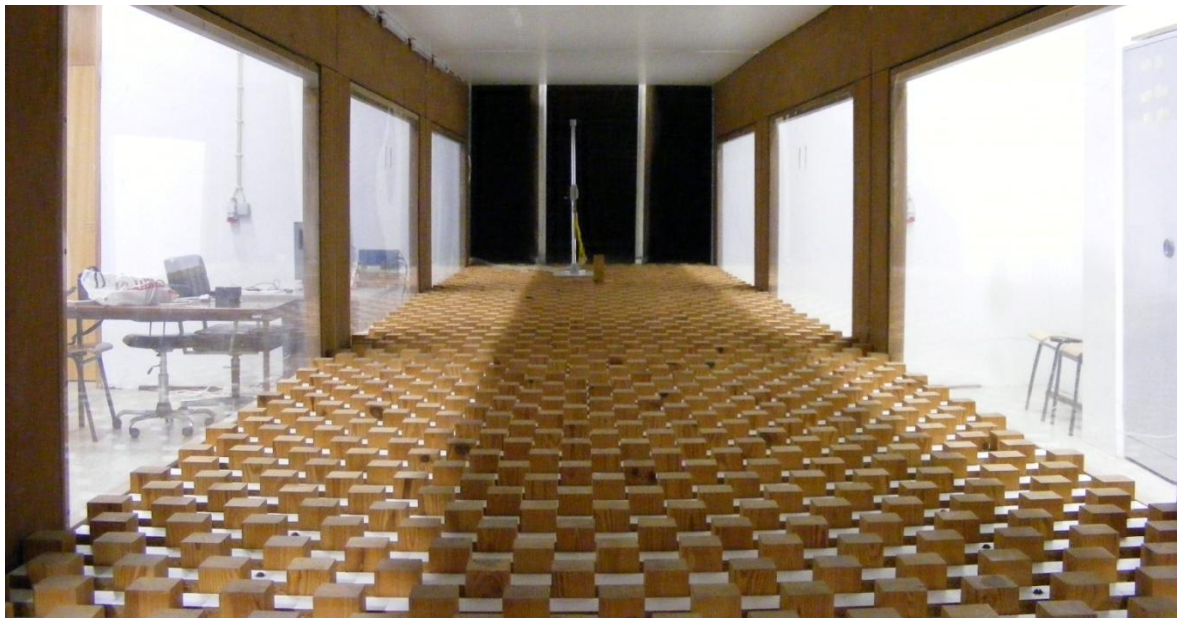


Figura 3.8 - Modelo reduzido posicionado na “estação de trabalho” do túnel de camada limite.

Na figura anterior pode ser vista uma imagem do interior da câmara de ensaios do túnel, na qual se identifica o modelo em cobre ao fundo, colocado na sua posição transversal central. Ao fundo, a jusante do prisma, pode ainda observar-se (a escuro) a zona de aspiração de ar.

Resta referir, que durante os ensaios, o modelo foi colocado sempre com a sua base à altura do início da camada limite. Isto é, colocaram-se ou retiraram-se (de acordo com a rugosidade superficial imposta), discos de material acrílico, para que a base do prisma estivesse sempre à cota $d + y_0$.

3.3 Aquisição de dados experimentais

O estudo experimental realizado envolve não só a obtenção de dados referentes à estrutura do escoamento, mas essencialmente ao fenómeno de interacção térmica propriamente dita, entre o escoamento de camada limite e o modelo aquecido.

Neste estudo em particular, a medição dos perfis de velocidade média não foi realizada de forma exaustiva. Ao invés, foram aproveitados os dados disponíveis, oriundos dos estudos realizados para esta mesma montagem por parte de Carvalho, disponíveis em [5] e [6], respectivamente. Foi feito somente o levantamento de um número reduzido de perfis de velocidade média, utilizando para isso um pente de tubos de *Pitot*, que, apoiado num graminho regulável em altura, permite a criação de perfis de velocidade média, indirectamente através da recolha de valores de pressão para diversas distâncias ao solo. O pente de tomadas de pressão total colocado no interior da câmara de ensaios com apoio do graminho está ligado directamente a um dispositivo denominado *scanning valve*, que possibilita que se selecione a tomada de pressão que se deseja ler através de um micromanómetro.

Depois de realizado este processo, para diferentes condições de rugosidade e velocidade de escoamento médio, foi feita a comparação dos dados com os obtidos por parte de Carvalho, verificando-se assim a devida concordância entre as montagens experimentais.

No que diz respeito aos valores das temperaturas, tanto a do modelo instrumentado como a temperatura ambiente à qual se dá escoamento de ar, a sua aquisição é feita com recurso a sondas de termopar do tipo *k*.

No total existem quatro termopares que ficam ligados directamente a um módulo próprio da *National Instruments*, com a referência *NI SCXI-1112*. Este componente recebe e amplifica os sinais eléctricos analógicos provenientes dos sensores, com um ganho fixo de 100. Para além disso, está equipado de modo a fazer prontamente a filtragem a frequências de ruído (50Hz). A gama de diferença de tensão para bom funcionamento deste equipamento, entre os pólos positivo e negativo dos sinais analógicos de entrada, varia desde o mínimo de $\pm 0.1\text{V}$ até ao máximo $\pm 11\text{V}$. Em relação ao erro máximo, associado a medições com termopares do tipo *k* para temperaturas até 250°C , é de $\pm 0.7^\circ\text{C}$ [23]. Este

hardware encontra-se instalado num bloco *NI SCXI-1000* que está ligado a uma placa *NI PCI MIO16E4* de aquisição de dados para o computador, a qual converte o sinal eléctrico adquirido inicialmente pelos termopares para sinal digital, a ser utilizado e apresentado ao utilizador através do instrumento virtual (.vi). No **Anexo VII** encontram-se as imagens respeitantes aos vários componentes de *hardware* da *National Instruments* que formam o sistema de aquisição de temperaturas.

Na **Figura 3.9** encontra-se, a título de exemplo, um dos gráficos referentes às temperaturas do processo de aquecimento do modelo, obtido durante uma das simulações experimentais efectuadas.

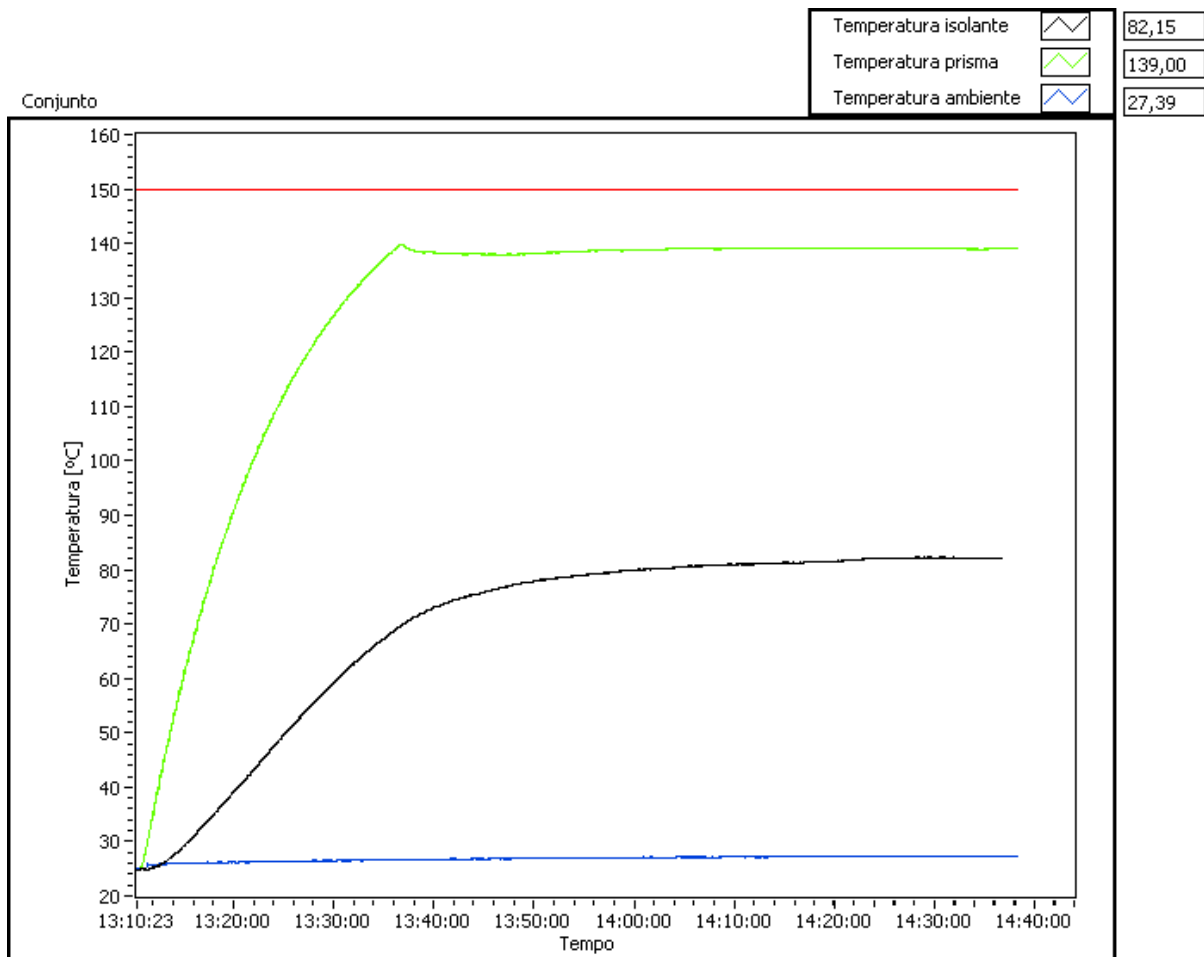


Figura 3.9 - Gráfico obtido em LabVIEW referente ao aquecimento do modelo prismático, registado ao longo de um ensaio experimental.

Como seria de esperar, o gradiente de temperatura referente ao aquecimento do modelo prismático é bastante elevado, uma vez que o material é um bom condutor térmico. Pode ver-se que, à medida que o cobre aquece, a bolacha que isola a base do prisma vai também

aumentando a sua temperatura, mas a um ritmo significativamente inferior. No entanto, após a curva de temperatura do prisma estabilizar próximo dos 140°C , o material isolante continua a aquecer durante algum tempo, até que finalmente entra também em regime permanente a aproximadamente 82°C .

O processo de estabilização de temperatura do sistema dura aproximadamente entre $1-2[\text{horas}]$, entrando-se a partir daí num regime próximo do estacionário.

A recta a vermelho no gráfico da figura anterior, com valor contínuo de $150[^{\circ}\text{C}]$, corresponde ao limite superior de temperatura a que o cobre deve ser aquecido, para assim minimizar o efeito de oxidação já referido aquando da descrição do modelo.

O instrumento virtual utilizado, que em norma é denominado simplesmente pela sua extensão *.vi*, foi programado pelo autor em linguagem gráfica LabVIEW, apresentando-se no **Anexo VIII** o respectivo diagrama de blocos.

A estrutura do sistema semi-automático de aquisição de temperaturas é formada por uma sequência de dois ciclos “*while loop*”, correspondendo o primeiro (esquerda no anexo) à aquisição em regime transitório de temperaturas, e o segundo (direita) ao regime estacionário.

O processo inicia-se com a especificação do tipo de amostras e a frequência de aquisição desejada. Neste caso, a obtenção dos dados de temperatura foi feita por um processo de “amostras contínuas”, ou seja, ininterruptamente até que seja dada instrução em contrário ao programa. Realizou-se a uma frequência de aquisição de 1Hz , tanto na fase de aquecimento como em regime permanente. É possível definir a directoria do disco para onde se pretendem gravar os dados da aquisição das temperaturas.

Ao ser dada a ordem de inicio, o programa entra em funcionamento, processando e apresentando em interface gráfica sucessivamente os valores das temperaturas do ciclo de aquecimento, até que lhe seja fornecida ordem de paragem. Durante todo este processo, qualquer problema relacionado com a aquisição em si ou o armazenamento dos dados no disco é assinalado com uma mensagem luminosa de erro. Encontra-se também programado para esta fase um outro alerta, neste caso um alarme sonoro, accionado quando a temperatura do modelo aquecido excede o limite máximo desejado, que, tal como atrás

referido, se encontra na ordem dos 150°C . Ao verificar que se atingiu o regime estacionário, quer do modelo quer da base isolante, interrompia-se a aquisição, accionando o botão virtual de “stop”, fazendo assim com que o programa concluísse este primeiro ciclo, e iniciasse o novo, relativo ao regime permanente.

Com o intuito de atenuar o erro relativo dos valores de temperatura, a obtenção de dados em regime estacionário foi sempre feita mantendo o ciclo a adquirir valores durante 20s . No final, e a partir desta amostra de dados obtidos, fazia-se a sua média aritmética, resultando daí o valor da temperatura final do prisma em regime permanente a ser utilizado posteriormente nos diversos cálculos.

3.4 Procedimento experimental

A fase experimental pode-se considerar subdividida em três etapas principais: uma primeira, de calibração, seguida da fase de ensaios experimentais propriamente ditos e, por último, a etapa de análise e comparação dos resultados adquiridos.

Na etapa inicial foi feita a verificação do bom funcionamento de todos os equipamentos. Isto incluiu a montagem do modelo aquecido e a sua colocação na posição correcta na câmara do túnel, bem como a realização de alguns testes de aquecimento e arrefecimento, já com o ventilador do túnel aerodinâmico em funcionamento. Mesmo antes do início da realização desses testes, foi necessário programar o ficheiro *.vi* acima descrito, de modo a que este fosse também simultaneamente testado. Terminados os testes, foi feito um último ajuste à altura das réguas, tendo em conta a condição de rugosidade superficial que se pretendia estudar em primeiro lugar. Efectuou-se ainda o levantamento de alguns perfis de velocidade média, utilizando para isso, como já foi referido, um pente de tubos de *Pitot* com apoio ainda das tomadas de pressão colocadas no tecto, e fez-se a validação da montagem em comparação com os dados de Carvalho. Prepararam-se desde logo as folhas de cálculo em Microsoft Excel a utilizar na etapa subsequente de aquisição de dados. Por último, somente com o ventilador central do túnel aerodinâmico em actividade, criou-se a curva de funcionamento que se apresenta no **Anexo VI**, conforme referido no **Subcapítulo 3.2.1**.

Finda a etapa de preparação, seguiu-se a realização dos vários ensaios planeados. Estes ensaios consistiram essencialmente em quatro conjuntos de aquisições, realizadas para

diferentes tipos de condições experimentais. Inicialmente, com as réguas alinhadas topo a topo com os cubos e posicionando o prisma com uma das faces a 0° em relação à direcção preferencial do escoamento, foram feitos seis ensaios a diferentes velocidades de escoamento médio. De seguida, colocou-se o modelo com a normal da face de barlavento a 45° e efectuaram-se mais seis testes, para as mesmas condições de escoamento anteriores. No final de todos estes ensaios, as réguas foram colocadas na sua posição mais baixa, ficando com a sua base assente sobre a placa que forma a soleira do túnel, e dois novos conjuntos de seis ensaios, idênticos aos anteriores, foram efectuados.

Em termos gerais, a sequência de passos principais seguidos foi:

- Activação do *hardware* e *software* referente ao processo de aquisição de temperaturas em LabVIEW – ciclo de aquisição programado para o regime transitório;
- Início do fornecimento de energia ao modelo, estando este colocado na posição angular desejada em relação à direcção do escoamento incidente;
- Colocação em funcionamento do ventilador central do túnel à velocidade de ensaio. De notar que, no caso de ensaios a baixa velocidade, foi tido o cuidado de iniciar o processo de aproximação ao regime permanente com uma velocidade de rotação um pouco mais elevada, que só mais próximo do final se reduziu, de modo a evitar o sobreaquecimento do motor que faz girar o ventilador.
- Regulação do reóstato, aguardando-se até que o modelo atingisse o regime permanente a temperatura próxima dos $150^\circ C$;
- Conclusão da aquisição de temperaturas em regime transitório e activação da rotina do *.vi* programada para o estado permanente;
- Recolha, com apoio de dois multímetros, dos valores de I e V ;
- Actualização das folhas de cálculo em Excel, com os dados experimentais adquiridos ao longo do ensaio;
- Verificação frequente, e ao longo de todo o processo de aquecimento, do bom nível de polimento superficial do modelo em cobre. Sempre que no final do ensaio este se encontrasse visivelmente oxidado, procedia-se à sua limpeza antes do início de novo teste, utilizando material específico para o efeito.

3.5 Interação térmica com o modelo aquecido

Finda a descrição dos equipamentos e metodologia seguida ao longo desta etapa de simulação experimental, é agora feita a apresentação da fundamentação e do processo de estudo do problema da interação térmica, entre o escoamento de ar e o modelo prismático aquecido.

3.5.1 Parâmetros adimensionais de interesse

Foi aferido anteriormente que o coeficiente de transmissão de calor por convecção é determinado para esta montagem experimental através da **Equação (3.6)**. No entanto, é bastante oportuno adimensionalizar o seu valor, pois tal facilita a extensão dos resultados obtidos na aplicação a diferentes casos. Para além disso, o recurso a parâmetros adimensionais na resolução de problemas que envolvem um certo nível de complexidade é habitual e aconselhado, já que permite reduzir o número total de incógnitas envolvidas.

Entre os parâmetros adimensionais que permitem descrever globalmente o processo, destaca-se o número de *Nusselt*, uma vez que é o parâmetro que adimensionaliza o coeficiente de película h_c . Representa em termos físicos a relação entre os fluxos de transferência de calor por convecção e condução no interior da camada limite.

$$Nu = \frac{h_c \times L_c}{\lambda_f} \quad (3.7)$$

Em condições de escoamento em regime de convecção forçada, regime no qual se foca maioritariamente este estudo, o valor de Nu depende de dois outros parâmetros adimensionais. São eles o número de *Reynolds* e o número de *Prandtl*.

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (3.8)$$

O primeiro é definido pela relação entre a inércia do escoamento e as forças viscosas a ele associadas, sendo obtido a partir da seguinte expressão matemática:

$$Re = \frac{U_{ref} \times L_c}{\nu} \quad (3.9)$$

Valores baixos deste parâmetro indicam escoamento em regime laminar. À medida que o seu valor aumenta, o efeito viscoso entre o fluido e a superfície onde se dá o escoamento perde interesse em comparação com as forças de inércia adquiridas devido ao incremento da velocidade, passando o escoamento a ser turbulento. Conseguiu-se obter com a montagem experimental descrita anteriormente, valores de Re na gama entre 1.79×10^3 e 2.66×10^4 , tendo em consideração a velocidade de referência (U_{ref}) e a dimensão característica relevante (L_c) em cada caso.

O outro parâmetro, Pr , é definido como

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (3.10)$$

sabendo-se que tipicamente para gases $Pr \in [0.7; 1]$. Verificou-se que o seu valor ao longo dos ensaios se manteve ≈ 0.7 .

Em condições de regime natural de convecção, o número de *Reynolds* perde importância, passando o movimento do ar a ser originado pelo efeito de impulsão. Estas forças impulsivas são resultado das variações de densidade no interior no fluido, decorrentes dos gradientes de temperatura aí presentes. O valor de Nu fica assim a depender novamente de *Prandtl*, mas agora passa a ser função dos valores do número de *Grashof* em detrimento de *Reynolds*.

$$Nu = f(Gr, Pr) \quad (3.11)$$

O parâmetro adimensional Gr é dado por

$$Gr = \frac{g \times \beta \times (T_p - T_\infty) \times L_c^3}{\nu^2} \quad (3.12)$$

sendo que o produto entre Gr e Pr dá origem ao número de *Rayleigh*.

$$Ra = Gr \times Pr \quad (3.13)$$

Existe ainda um regime que faz a ponte entre os dois estados de convecção anteriores, sendo denominado por regime de convecção mista. Este ocorre numa altura em que o processo de transferência de calor é distinto dos dois regimes extremos. O intervalo onde se

considera a existência do fenómeno de convecção mista é menor quando o escoamento é turbulento, como é o caso deste estudo, do que quando se trata de escoamento laminar [24].

Utiliza-se habitualmente o valor do quociente entre Gr e o quadrado de Re como critério válido para apurar em que tipo de regime convectivo se está a trabalhar. Considera estar-se em regime natural se

$$\frac{Gr}{Re^2} \gg 1 \quad (3.14)$$

ou seja, quando a influência de Gr é bastante superior à de *Reynolds*. Da mesma maneira, no caso de

$$\frac{Gr}{Re^2} \ll 1 \quad (3.15)$$

trata-se de regime de convecção tipicamente forçada. Por fim, se o valor deste quociente dá um valor próximo da unidade, então admite-se estar na zona mista de convecção.

$$\frac{Gr}{Re^2} \approx 1 \quad (3.16)$$

O autor *Holman* em [25], aplica o seguinte limite para distinguir se os efeitos da convecção natural são os de maior importância, desprezando-se a convecção forçada.

$$\frac{Gr}{Re^2} > 10 \quad (3.17)$$

Tendo em conta as relações anteriores, conclui-se da análise feita aos resultados que o presente estudo engloba essencialmente ensaios em regime forçado, mas que, no entanto, nos ensaios realizados a menores velocidades, se entra também no domínio da convecção mista.

No **Anexo IX** estão as tabelas realizadas para registo e tratamento dos dados experimentais do autor, que englobam, entre outros, os valores obtidos respeitantes aos anteriores parâmetros adimensionais, de acordo com as relações matemáticas até aqui referidas.

3.5.2 Condições físicas relevantes

As condições físicas mais importantes na definição destes parâmetros adimensionais são a temperatura, a velocidade e o comprimento, que caracterizam o fenómeno de interacção térmica do corpo com o escoamento. A escolha conveniente destes factores influencia fortemente a boa análise global de todo este processo.

É utilizada a definição de temperatura de filme (T_f) para a recolha dos valores das propriedades termodinâmicas do fluido a serem aplicadas na determinação dos diversos parâmetros adimensionais. Esta temperatura caracteriza em termos globais o processo de interacção térmica, sendo obtida pela média aritmética entre T_p e T_∞ .

Já em termos da velocidade de referência, nos casos em que se estudam camadas limites delgadas, é habitual considerar-se $U_{ref} = U_\infty$. No entanto, com a presente montagem experimental, esta condição deixa de ser válida. Isto porque os ensaios dos escoamentos de ar foram realizados sobre superfícies bastante rugosas e, conseqüentemente, as camadas limite geradas apresentam valor de espessura superior à altura do modelo prismático, colocado na “estação de trabalho” a 7.267 m da secção de entrada da câmara de testes. Por este motivo, é mais correcto utilizar um valor de velocidade para uma cota que caracterize melhor o processo de interacção ar/modelo. Definiu-se então neste estudo U_{ref} para 70% da altura do prisma, correspondendo aproximadamente à distância que se encontra a linha de corrente de estagnação [6] e [26].

Por último, a dimensão característica (L_c) a considerar varia com o regime convectivo que se pretende caracterizar. Para o cálculo do parâmetro adimensional Gr relacionado com a convecção natural, L_c toma o valor da altura do prisma, ou seja, $L_c = 150\text{ mm}$. Já no caso de regime forçado, a dimensão característica a utilizar em Nu depende da orientação do modelo em relação ao escoamento incidente. Assim sendo, e na situação em que o prisma está com a normal da face a barlavento a 0° com a direcção do escoamento médio, considera-se $L_c = 50\text{ mm}$, ou seja, de comprimento igual ao da aresta da base. Para os ensaios em que este se encontra a 45° , a dimensão a utilizar passa a ser a da diagonal da secção horizontal, ficando $L_c = 70.7\text{ mm}$. Dispensa-se assim o recurso às soluções mais correntes de definição de comprimento característico, pois é importante neste caso

diferenciar a zona do objecto directamente afectada pelo escoamento, ao contrário do que acontece por exemplo no cálculo de *Biot* (Equação (3.2)).

3.5.3 Evolução do número de *Nusselt* global

Num estudo deste tipo, em que se procura sintetizar a influência global da convecção térmica provocada pela estrutura da camada limite turbulenta que envolve o modelo fonte de calor, determinar a evolução do número de *Nusselt* global surge como objectivo central. Este elemento, para além de ser um parâmetro adimensional que possibilita converter os resultados experimentais obtidos à escala reduzida para a dimensão dos edifícios reais (caso do exemplo no **Anexo X**), é ainda aplicável na análise dos vários tipos de regimes de convecção (natural, mista e forçada). Pode assim considerar-se neste sentido como o parâmetro de maior utilidade em projecto térmico quando se pretende um estudo em termos globais, e não locais, tal como acontece neste estudo específico.

É esperado que os dados experimentais de transferência de calor por convecção forçada sigam aproximadamente uma correlação empírica do seguinte tipo

$$Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (3.18)$$

na qual m e n são constantes cujos valores se encontram geralmente no intervalo entre 0 e 1, e C depende da geometria do corpo e do regime do escoamento [25] e [27]. Esta é a relação que se refere a condições de escoamento bidimensional, incidente tanto sobre cilindros de secção circular como não circular. Podem encontrar-se nas referências bibliográficas duas situações que se ajustam às condições do presente estudo, sendo elas a de escoamento em interacção sobre prisma infinito de secção transversal quadrada, com ângulo de incidência de 0° e 45° . Nestas condições, (3.18) toma as seguintes formas para 0° e 45° , respectivamente,

$$Nu_{0^\circ} = 0.102 \cdot Re^{0.675} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.19)$$

$$Nu_{45^\circ} = 0.246 \cdot Re^{0.588} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.20)$$

Em ambas as equações imediatamente anteriores, o domínio de validade de Re encontra-se no intervalo de valores entre 5×10^3 e 1×10^5 .

Na **Figura 3.10** pode ver-se como é previsto que evolua o número de *Nusselt* global, tendo em conta os parâmetros adimensionais número de *Rayleigh* e *Grashof*, importantes na situação de convecção natural, e número de *Reynolds* relevante para convecção em regime forçado.

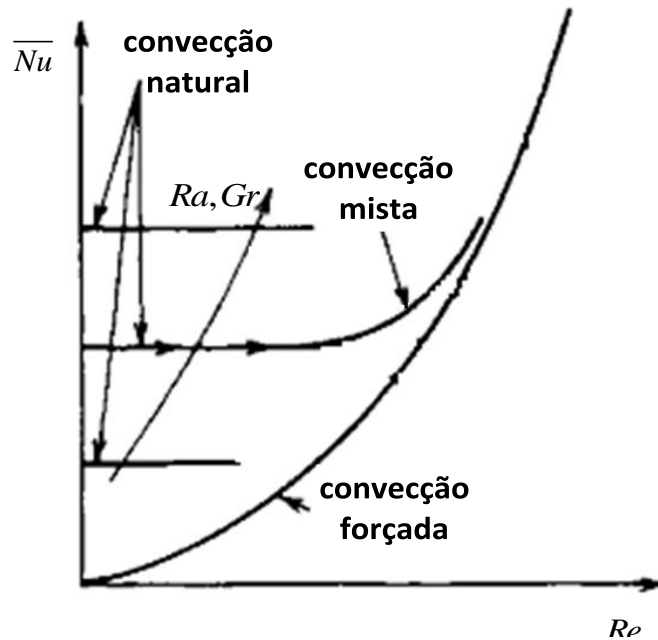


Figura 3.10 - Evolução teórica do número de *Nusselt* global, adaptada de [24].

Analisando a figura anterior, verifica-se que, se o número de *Reynolds* for crescendo desde zero, os valores de *Nusselt* inicialmente seguem a curva de convecção natural pura, uma vez que a velocidade do escoamento forçado é baixa, podendo ser desprezado neste caso o seu efeito na transferência de calor.

Nota-se também que a influência do número de *Reynolds* é tanto mais retardada quanto maior o número de *Grashof*. Assim, confirma-se que, ao se fixar um valor de Re , a influência das forças impulsivas face ao efeito da inércia do escoamento ganham importância com o aumento do número de *Grashof* e, conseqüentemente, com o número de *Rayleigh*.

Pode ainda ser identificada claramente a zona de transição entre a região correspondente à convecção natural ou livre e a de convecção forçada, que corresponde ao regime de convecção mista.

De forma análoga às curvas representadas na figura anterior, nos gráficos da **Figura 3.11** e **Figura 3.12** é feita a comparação da evolução dos resultados experimentais com a correlação experimental (3.21) que abrange os vários tipos de regime convectivos [6].

$$\overline{Nu} = 0.36 \cdot Gr^{0.27} \cdot Pr^{1/3} + 0.037 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.21)$$

Nesta correlação, o primeiro termo refere-se à convecção livre e surge de acordo com a informação apresentada no estudo de Carvalho [6]. Já a segunda parcela da equação corresponde ao domínio da convecção forçada, em específico à situação de escoamento turbulento paralelo a superfície plana lisa [27].

Em seguida apresentam-se os gráficos com os dados experimentais de Nu , com os quais se pretende concluir sobre o efeito da rugosidade superficial no processo de transferência de calor por convecção.

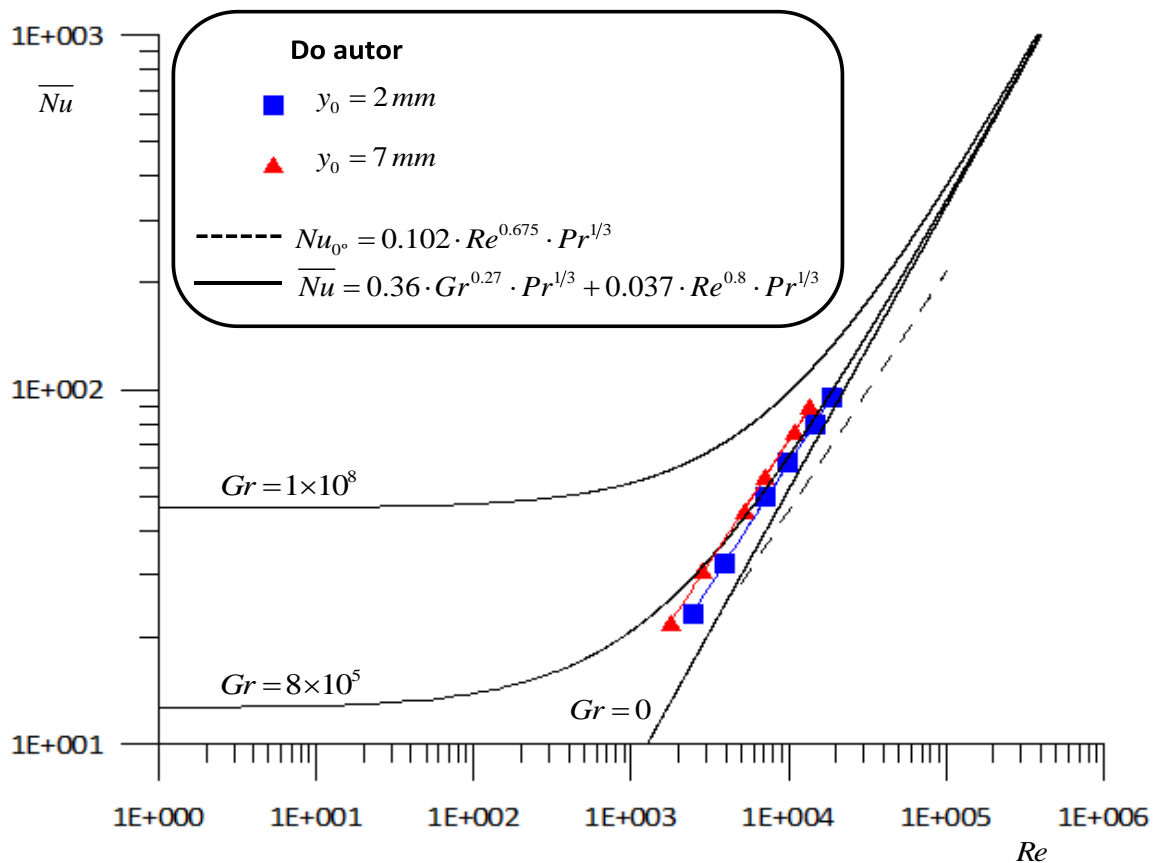


Figura 3.11 – Evolução do número de *Nusselt* com *Reynolds* e *Grashof* – prisma a 0° .

As expressões das curvas de regressão respeitantes aos pontos experimentais, na situação de rugosidade mínima (a azul) e rugosidade máxima (a vermelho) estudadas são, substituindo $Pr = 0.7$, respectivamente,

$$Nu = 0.124 \cdot Re^{0.688} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.22)$$

$$Nu = 0.146 \cdot Re^{0.685} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.23)$$

A constatação imediata que se extrai da observação dos dados do gráfico anterior e que se pode confirmar através das equações das regressões (3.22) e (3.23), é a da coerência entre a evolução dos dados experimentais do autor e a curva empírica de **Equação (3.19)**. Todas estas equações apresentam declive aproximadamente igual (implícito no expoente de Re). A diferença entre elas está no valor da constante C , que aumenta com o crescimento da rugosidade superficial imposta, fazendo com que as curvas se desloquem verticalmente. Isto mostra que o processo de transferência de calor é favorecido se se fizer aumentar o nível de obstrução superficial ao escoamento.

Comparando ambas as situações experimentais com as curvas de evolução de *Nusselt* relativas à situação de escoamento sobre superfície lisa (a cheio na **Figura 3.11**), mantém-se coerente esta tendência do aumento da dissipação de calor do modelo com o crescimento da rugosidade. Verifica-se que existe praticamente um ajuste entre a evolução dos dados obtidos pelo autor e a recta referente à convecção puramente forçada ($Gr = 0$), mostrando assim que, efectivamente, os ensaios foram realizados na sua maioria neste regime.

Para o caso do prisma posicionado com um ângulo de incidência de 45° , cujos dados se encontram apresentados na **Figura 3.12** seguinte, as equações das curvas de regressão nos casos de rugosidade mínima e máxima, também após substituir $Pr = 0.7$, são, respectivamente,

$$Nu = 0.203 \cdot Re^{0.633} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.24)$$

$$Nu = 0.225 \cdot Re^{0.637} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.25)$$

As correlações anteriores mostram que também nesta situação as curvas de dados experimentais do autor tendem a apresentar declives bastante semelhantes, e o aumento da constante C com a rugosidade. Continua assim a verificar-se que, tal como para a posição angular do prisma a 0° , o aumento da rugosidade beneficia o processo de cedência de energia calorífica do “edifício” modelo para o ambiente.

Esta situação de aumento da capacidade do corpo prismático em transferir calor por convecção já seria de prever, uma vez que o aumento da rugosidade superficial implica o aumento da tensão tangencial e, conseqüentemente, um crescimento nos níveis de intensidade de turbulência, tal como se viu no **Capítulo 2**. Assim sendo, o efeito difusivo é significativamente superior no caso de rugosidade mais elevada, explicando-se assim o afastamento entre as curvas.

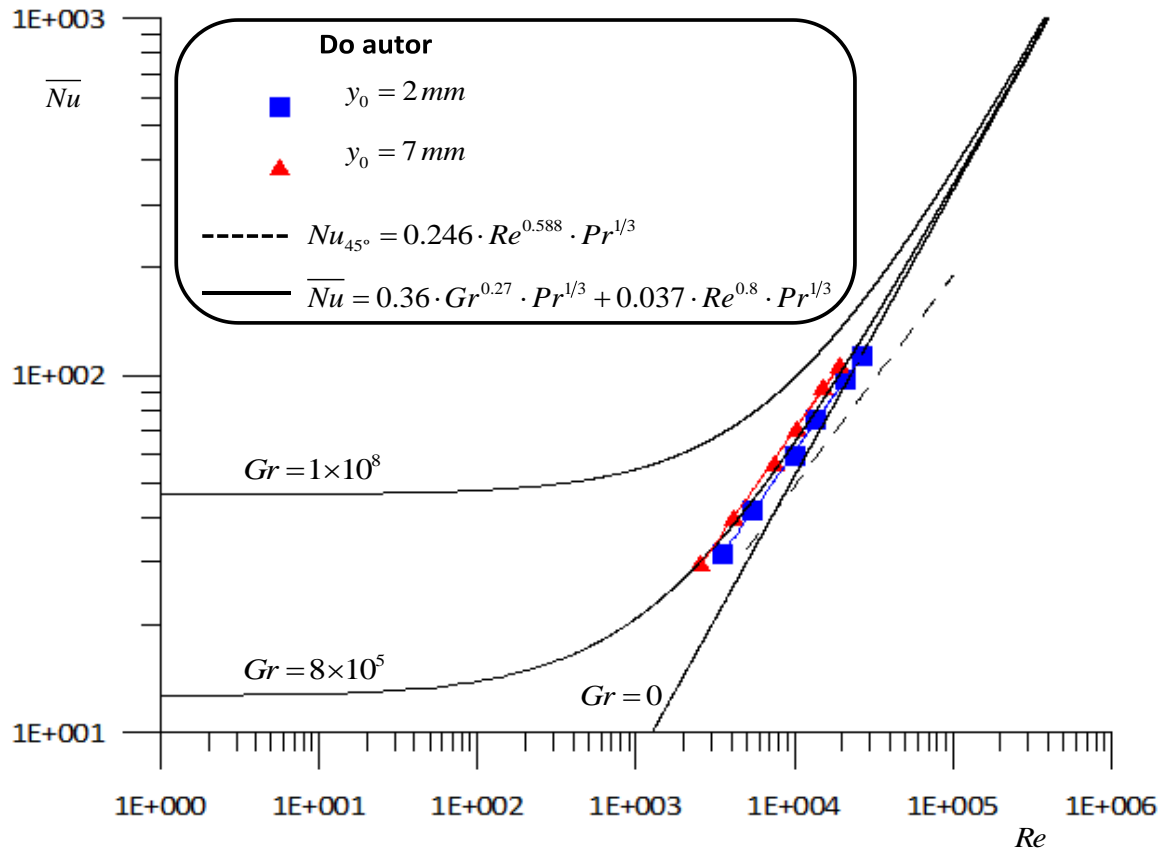


Figura 3.12 - Evolução do número de Nusselt com Reynolds e Grashof – prisma a 45° .

No entanto, é interessante verificar que, comparando os expoentes de Re em (3.24) e (3.25) com o da correlação empírica de escoamento bidimensional incidente a 45° sobre prisma infinito de secção quadrada (3.20), se verifica um notório afastamento. Para além disso, esse afastamento encontra-se no sentido de aproximar o expoente m das situações de prisma a 45° , aos dos valores de m para o modelo a 0° . Esta situação pode ser compreendida devido ao elevado nível de turbulência presente no escoamento de aproximação, em oposição ao escoamento bidimensional “uniforme” da curva empírica. Assim, os valores de Nu parecem ter tendência a praticamente desprezar a posição angular do modelo, uma vez que, na realidade, o escoamento que sobre ele incide praticamente não tem uma direcção

definida, isto é, tem características aleatórias próprias de um escoamento turbulento, com magnitude de flutuações de velocidade instantânea na ordem do seu valor médio.

Apresenta-se em seguida, na **Figura 3.13**, um gráfico com os dados experimentais relativos às duas orientações angulares do prisma, bem como a representação das curvas referentes às **Equações (3.19) e (3.20)**.

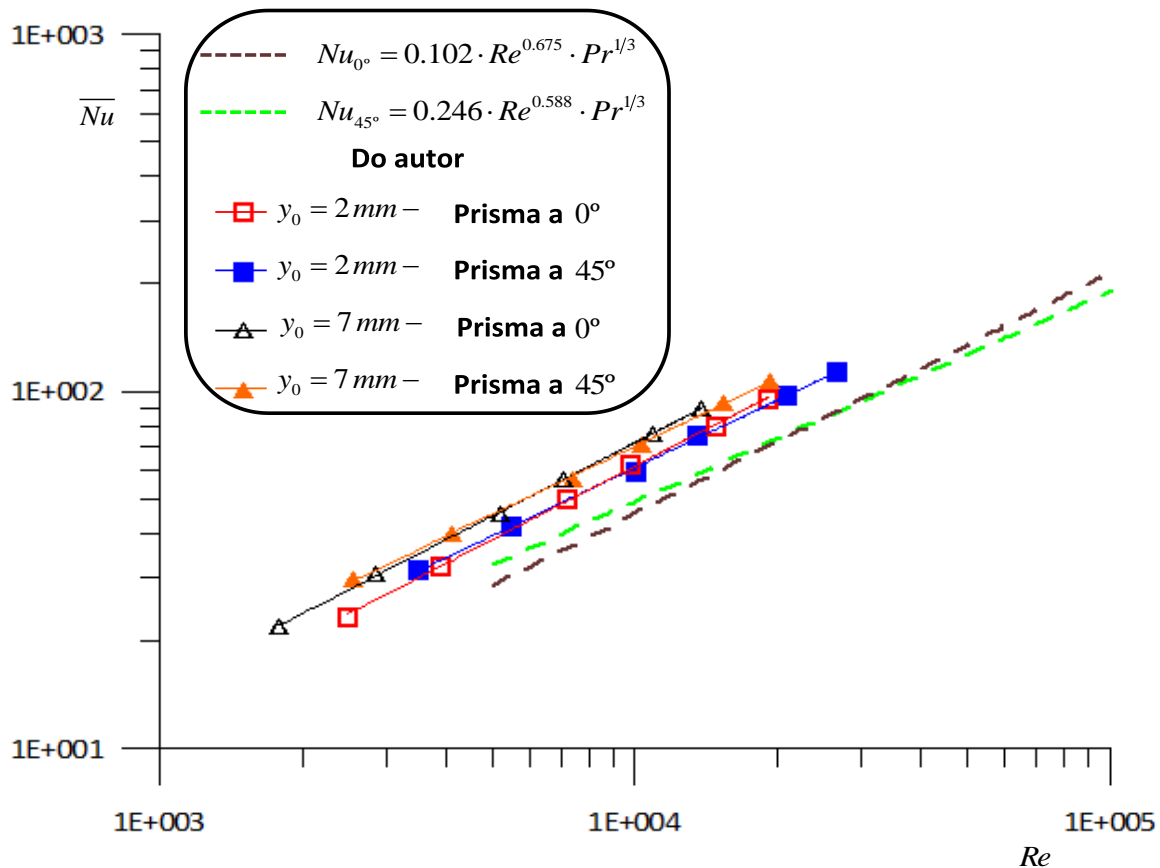


Figura 3.13 - Comparação dos dados de evolução de *Nusselt* com *Reynolds* para as duas orientações angulares do modelo em relação à direcção do escoamento médio.

A figura anterior vem fortalecer a ideia de que o valor de *Nusselt* tende a ignorar a direcção de escoamento médio, como se pode aferir pela proximidade dos pontos experimentais referentes às duas posições angulares estudadas.

Outra situação importante a ter em atenção é que as curvas de regressão para uma mesma rugosidade, mas orientações angulares do prisma diferentes, se cruzam. Isto verifica-se tanto em condições de rugosidade máxima com as linhas a laranja e preto, como para o caso de rugosidade mínima com as curvas a azul e vermelho. Para além disso, também as linhas respeitantes às correlações empíricas, a castanho e verde, se intersectam.

Igualando as equações de regressão obtidas para ambas as posições angulares, (3.22) a (3.24) e (3.23) a (3.25), obtêm-se os valores de Re nos respectivos pontos de intersecção das curvas. Para o caso de rugosidade superficial $y_0 = 2\text{mm}$, Re relativo à intersecção é 7.7×10^3 , enquanto que, para $y_0 = 7\text{mm}$, o valor é ligeiramente superior, correspondendo a $Re = 7.9 \times 10^3$.

Assim sendo, em cada um dos casos particulares tem-se que se forem esperados valores de Re superiores aos anteriores, então a melhor solução será optar, se possível, por colocar o edifício numa posição angular de 45° em relação à direcção preferencial do vento incidente. No caso de serem espectáveis valores de *Reynolds* inferiores, então é conveniente aprofundar o estudo ao nível dos regimes de convecção natural e misto. No entanto, espera-se que os valores de $Nu(0^\circ)$ tendam a ser inferiores aos de $Nu(45^\circ)$.

Estas conclusões parecem fazer algum sentido, uma vez que, a baixos valores de velocidade de escoamento, a forma como se encontra colocado o edifício não será praticamente relevante, tendo em conta a natureza turbulenta da camada limite. No entanto, para valores mais elevados de velocidade, ainda que isto apenas se verifique muito ligeiramente no domínio de valores abrangidos neste estudo, a forma aerodinâmica do edifício começa a ganhar alguma importância, e mesmo com o aumento do comprimento característico (L_c), a menor perturbação provocada no escoamento ao optar-se por uma posição angular intermédia entre a direcção do escoamento e a normal à face a barlavento, leva a que haja menor perda de energia por efeito de convecção do vento.

Por último, quanto à análise feita dos resultados da evolução do número de *Nusselt* global, apresentam-se em seguida duas figuras, originais de [6], relativas às duas orientações angulares extremas do modelo cúbico utilizado nesse estudo, e às quais se acrescentaram os pontos experimentais do presente trabalho.

Encontram-se representados nesta figura em questão os dados referentes aos trabalhos realizados por Carvalho, que, como já foi mencionado, foram obtidos para a mesma montagem experimental, com a diferença que, nesse caso, o objecto de estudo foi um cubo.

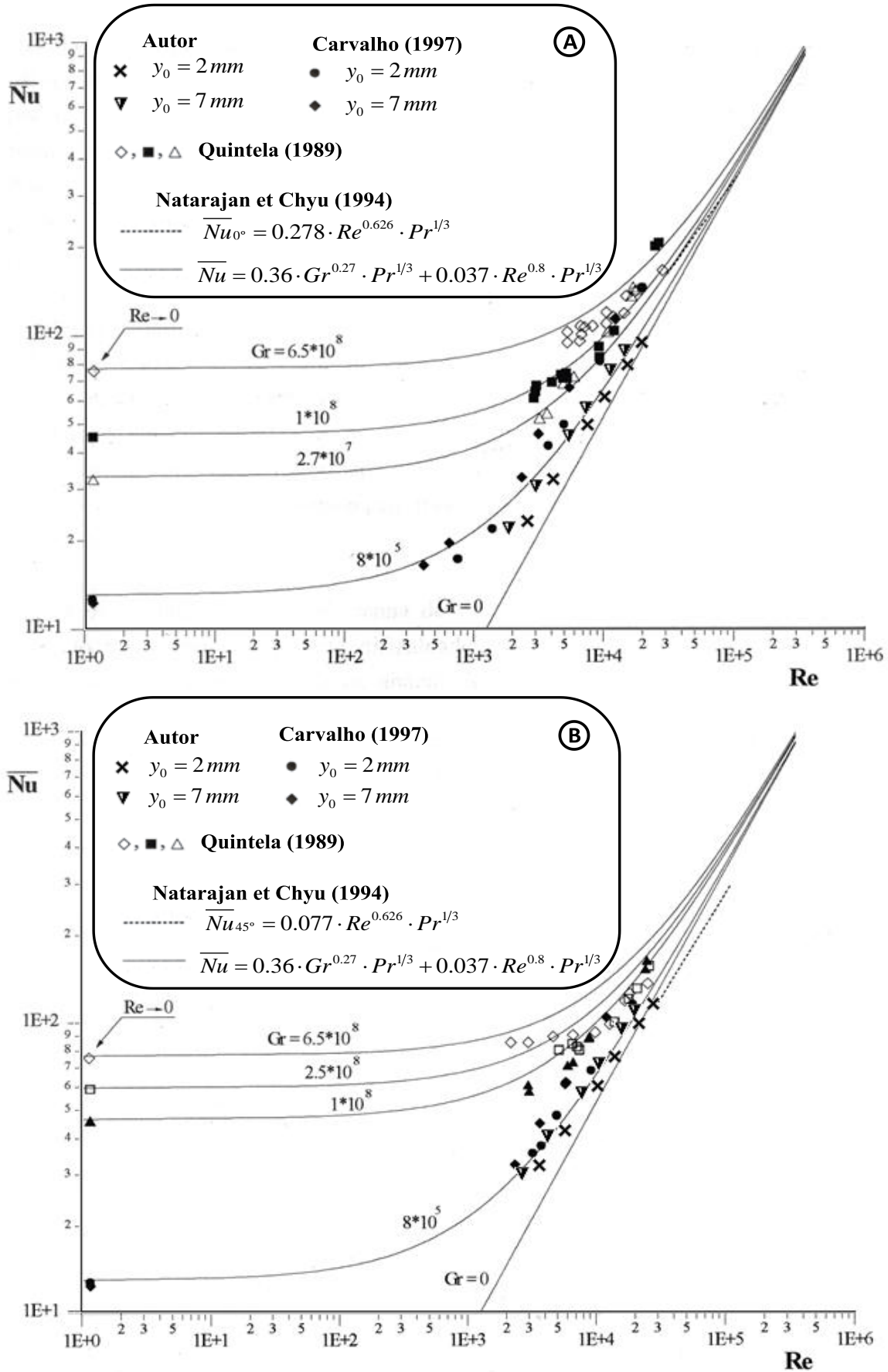


Figura 3.14 - Dependência de Nu com Re e Gr , adaptada de [6]: incidência do escoamento a 0° (A); incidência do escoamento a 45° (B).

Comparando a disposição dos pontos do autor e os de Carvalho, verifica-se uma boa coerência na sua evolução, tanto para o escoamento incidente a 0° , como para 45° .

Relembrando novamente a **Figura 3.13**, nesta pode ver-se que os dados experimentais se encontram sistematicamente acima das curvas das correlações empíricas para escoamento bidimensional sobre prisma infinito. Observando agora os dois gráficos imediatamente anteriores, nota-se que os pontos de Carvalho também estão sempre acima dos do autor. Isto quer dizer que, como era de esperar, com este estudo se está a “caminhar” para a situação do prisma infinitamente comprido.

Para além dos resultados de Carvalho, são ainda expostos os dados do estudo de Quintela, realizado em diferentes condições térmicas e de montagem experimental. Como objecto de estudo neste trabalho, o autor utilizou, tal como no caso anterior, um cubo, mas com maiores dimensões. Principalmente por esta razão, os valores de Gr de Quintela são significativamente superiores aos de Carvalho e aos do presente estudo, pois, como já foi visto anteriormente, Gr aumenta “ao cubo” com o valor de L_c .

Há ainda a curva de *Natarajan* e *Chyu*, obtida com base num estudo de transferência de massa, com o qual se fez a analogia para transferência de calor, e com a qual os dados experimentais concordam razoavelmente.

Tanto Quintela como *Natarajan* e *Chyu* realizaram os seus estudos em condições de camada limite turbulenta delgada. Assim sendo, os seus modelos de estudo apresentavam $L_c > \delta$, podendo caracterizar-se a sua interacção com o escoamento através da velocidade de escoamento não perturbado. No presente caso, e em Carvalho, isto não se verifica, pois trata-se de estudos onde $\delta > L_c$ e, sendo assim, como exposto anteriormente, $U_{ref} \neq U_\infty$ no cálculo de Re . Com este ajuste, pode verificar-se que todos os dados experimentais do autor apresentam uma concordância bastante boa com os dos restantes estudos apresentados na **Figura 3.14**.

A título de exemplo surge no **Anexo X** um paralelismo com uma situação de edifício à escala real, em que este apresenta comprimento da aresta da base e altura iguais a 200 vezes as do modelo prismático reduzido. Para esta analogia utilizou-se como base as equações de regressão (3.23) e (3.25), que relacionam Re com Nu e dizem respeito às duas orientações

angulares do prisma na condição de rugosidade máxima estudada. Mesmo considerando um vento com velocidade média de referência de 15 m/s , valor superior ao registado em qualquer um dos ensaios experimentais realizados, verifica-se que os coeficientes de transferência de calor por convecção são relativamente inferiores. Parece assim existir coerência com o esperado, tendo em conta que o modelo tem uma área significativamente menor à do edifício. Comparando os valores de h_c obtidos para as duas orientações do edifício, nota-se ainda uma diferença significativa, sendo que $h_c(0^\circ)$ é praticamente o dobro de $h_c(45^\circ)$, reforçando-se assim a ideia de que, para uma gama de Re mais elevada, é preferível optar-se pela orientação angular de 45° .

Capítulo 4

Conclusões e comentários finais

Com o finalizar deste estudo, sintetizam-se agora as principais conclusões e notas a reter quanto ao processo de interacção térmica entre um escoamento turbulento de camada limite e um objecto de geometria prismática, com altura três vezes superior à aresta da base.

Da análise feita aos resultados, em particular no que diz respeito à evolução de *Nusselt* global, pode dizer-se claramente que este parâmetro ganha importância com o aumento da rugosidade superficial. Esta afirmação tem como base o facto de se verificar que, para uma mesma orientação angular do prisma, o incremento da rugosidade provoca nas curvas de regressão uma deslocação no sentido do aumento de *Nu*. Transportando esta situação para um caso à escala real, quer isto dizer que, se dois prédios mais altos do que os outros elementos da rugosidade envolvente, geométrica e termicamente semelhantes ao modelo reduzido forem construídos, um no interior de um grande centro urbano e outro idêntico mas em zona de campo aberto ou suburbana, em iguais condições de velocidade média do vento fora da camada limite, então é esperado que o primeiro perca mais calor por convecção para o meio ambiente. Isto porque o fenómeno de difusão cresce directamente com a turbulência do escoamento, e, como tal, encontra-se bastante mais presente em zonas onde a existência de elementos “rugosos” é maior.

Verificou-se ainda que, também devido ao elevado nível de turbulência no interior da camada limite, em especial na camada limite interior mais próxima do solo, a influência da posição angular do modelo nos valores de *Nusselt* é reduzida. No entanto, de uma análise cuidadosa à evolução das curvas de regressão, foi possível notar que os seus declives (*m*) para prisma com a normal da face a barlavento a 45° em relação à direcção do escoamento médio são sempre inferiores, comparativamente à situação de orientação perpendicular ao

escoamento (0°). Como tal, há tendência para que, em condições de *Reynolds* baixos, a posição angular preferencial seja a de 0° . À medida que a velocidade do escoamento aumenta, ou seja, para locais em que se esperem ventos mais fortes, então passará a ser melhor optar-se, se possível, por construir o edifício a 45° relativamente à outra orientação estudada, para que este perca menos calor por convecção.

De salientar que não se sentiu a necessidade de testar posições angulares intermédias, entre os 0° e 45° , devido à proximidade dos resultados verificada para estas duas situações.

A maior novidade resultante do presente estudo, prende-se com o facto de que, quando comparados com os pontos do estudo de Carvalho (1997), no qual foi utilizado um cubo com a mesma aresta da do “actual” prisma, os resultados obtidos neste trabalho se apresentam em coerência com o esperado, estando mais próximos e com uma evolução semelhante às curvas relativas ao caso de referência de prisma infinitamente longo, sujeito a escoamento bidimensional uniforme.

No que à simulação numérica realizada diz respeito, verificou-se ser possível simular convenientemente a evolução do escoamento do tipo de camada limite atmosférica, validando-se a utilização do modelo de turbulência $k-\varepsilon$. Este era um dos objectivos inicialmente definidos para este estudo, e foi conseguido através da criação de malhas que cumprissem as principais restrições impostas pelas condições de fronteira, e nas quais os gradientes de pressão longitudinal fossem nulos. Assim, conseguiu-se obter perfis de velocidade média, tensão tangencial na parede, intensidade de turbulência, etc., bastante coerentes com os esperados (comparando com dados experimentais e pressupostos teóricos).

Ao longo da fase numérica do trabalho, uma das maiores dificuldades encontradas foi conseguir reproduzir numericamente no FLUENT o efeito rugoso da superfície do túnel simulado. Esta etapa só foi concluída com sucesso após a introdução cuidadosa no *software* de cálculo dos perfis de tensão tangencial (obtidos experimentalmente) na superfície base onde se dá o escoamento, bem como a imposição de perfis de velocidade média, tendo em conta δ na secção de entrada do túnel.

Sugere-se, como forma de complementar este estudo, a tarefa de simular numericamente o prisma utilizado na fase experimental, e assim realizar um estudo térmico do processo de interacção em causa, a nível da simulação numérica.

Para além disso seria interessante alargar o domínio dos dados experimentais obtidos, fazendo um estudo experimental de transferência de calor para condições de regime de convecção natural, bem como para regime forçado a valores de Re mais elevados.

Referências bibliográficas

- [1] [Online]. <http://www.misereor.org/>
- [2] F. Kreith and R. E. West, *Energy efficiency*. United States of America: CRC Press, 2000.
- [3] P. Burberry, *Building for energy conservation*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1978.
- [4] M. Roth, "Review of atmospheric turbulence over cities," vol. 126, 2000.
- [5] J. L. Carvalho, "Estudo da camada limite dinâmica sobre superfícies planas muito rugosas," Lisboa, 1988.
- [6] J. L. Carvalho, "Interacção de um corpo cúbico assente numa superfície muito rugosa de uma camada limite turbulenta," Lisboa, Tese de doutoramento 1997.
- [7] A. G. Davenport and J. D. Riera, *Wind effects on buildings and structures*. Rotterdam: Balkema, 1998.
- [8] J. D. Holmes, *Wind loading of structures*. London: Spon Press, 2001.
- [9] L. B. Pires, "Estudo de camada limite interna desenvolvida em falésias com aplicação para o centro de lançamento de alcântara," Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São Paulo, Tese de doutoramento 2009.
- [10] L. A. Oliveira and A. G. Lopes, *Mecânica dos fluidos*. Lisboa: Lidel - Edições Técnicas, Lda, 2007.
- [11] V. Brederode, *Fundamentos de aerodinâmica incompressível*. Lisboa: Edição do Autor, 1997.
- [12] T. Burton, D. Sharpe, N. Jenkins, and E. Bossanyi, *Wind energy handbook*. England: John Wiley & Sons, Ltd, 2001.
- [13] B. Blocken, T. Stathopoulos, and J. Carmeliet, "CFD simulation of the atmospheric

- boundary layer: wall function problems," 2006.
- [14] A. G. Davenport, "Rationale for determining design wind velocities," 1960.
- [15] B. Blocken, J. Carmeliet, and T. Stathopoulos, "CFD evaluation of wind speed conditions in passages between parallel buildings - effect of wall-function roughness modifications for the atmospheric boundary layer flow," *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 2007.
- [16] C. Hirsch, *Numerical computation of internal and external flows*. Brussels, Belgium: John Wiley & Sons Ltd., 1988, vol. I: Fundamentals of Numerical Discretization.
- [17] R. Bhaskaran and L. Collins, "Introduction to CFD basics," 2003.
- [18] H. K. Versteeg and W. Malalasekera, *An introduction to computational fluid dynamics - the finite volume method*. England: Longman Scientific & Technical, 1995.
- [19] Fluent Inc., *FLUENT 6.3 user's Guide.*, 2006.
- [20] A. Chilka and A. Kulkarni. [Online]. <http://www.fluentusers.com>
- [21] P. D. Gaspar, A. Miranda, and R. A. Pitarma, "Estudo comparativo do desempenho de códigos de DFC na modelação de equipamentos de refrigeração abertos," in *VII Congresso de Mecânica Aplicada e Computacional*, Évora, 2003.
- [22] F. M. White, *Fluid Mechanics*, 4th ed. New York: McGraw-Hill, 1999.
- [23] SCXI-1112 user's manual, August 1999.
- [24] W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, and Y. I. Cho, *Handbook of heat transfer*. New York: McGraw-Hill, 1998.
- [25] J. P. Holman, *Transferencia de calor*. Madrid: McGraw-Hill, 1998.
- [26] R. S. Marques, "Ventilação e prescrições urbanísticas: uma aplicação simulada para a Orla da Praia do Meio em Natal," Tese de mestrado 2003.

[27] Y. A. Cengel, *Heat transfer - A practical aproach*. New York: McGraw-Hill, 2003.

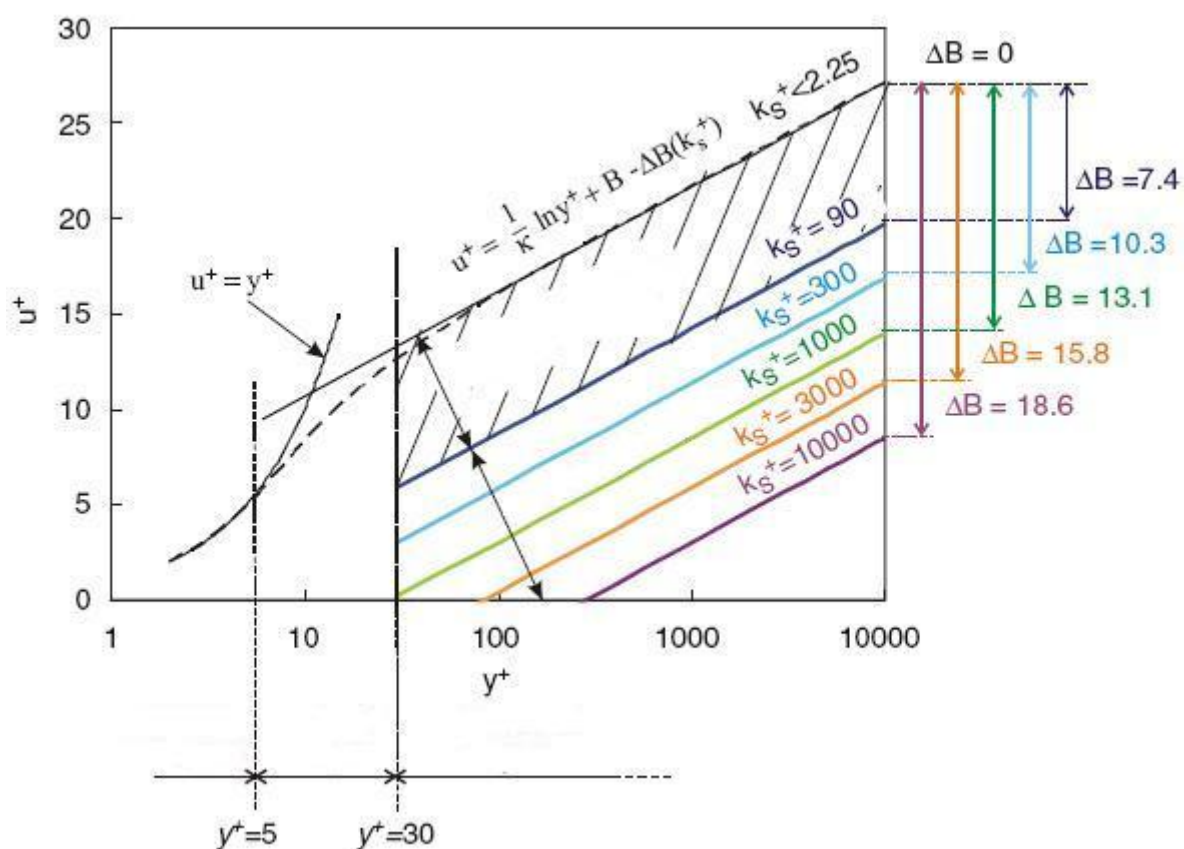


Figura A 1 – Evolução da estrutura da camada limite turbulenta de acordo com a lei logarítmica, para diversas condições de rugosidade superficial [13].

Anexo II

```
%
% Determinação do perfil de velocidades na entrada do túnel de vento
%
%
%
%
%          u = U*(y/dy)^(1/n)
%      |plano de simetria central
%
%      dz              dz
%    <--->           <--->
% +-----+-----+
% +-----+-----+ dy_superior
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% |||||         |   |||||
% +-----+-----+
% +-----+-----+
% +-----+-----+
%
%          z [m]
%
%    <----->
```

```
function perfil
```

```
M = load('xyz.txt'); % ler o ficheiro .txt
y=M(4001:8000,1);
z=M(8001:12000,1);
```

```
% parâmetros do escoamento e características do túnel
%-----|
dz = 0.03; % valor de delta na parede lateral [m] |
dy_inf = 0.1; % valor de delta no fundo [m] |
dy_sup = 0.03; % valor de delta no tecto [m] |
L = 0.75; % max(z); % largura do túnel [m] |
H = 0.965; % max(y); % altura do túnel [m] |
U = 4 ; % velocidade escoamento não perturbado [m/s] |
n = 3.2; % inverso do expoente da lei de potência |
%-----|
```

```
V = zeros(4000,1);
```

```
for i=1:length(z);
```

```
if z(i)<L-dz && y(i)>dy inf && y(i)<H-dy sup
```

```
V(i)=U; % condição no centro - escoamento não perturbado
```

```
elseif z(i) >= L-dz && y(i) > dy inf && y(i) < H-dy sup
```

```
zi=abs (z (i) -L) ;
```

```
V(i)=U*(zi/dz)^(1/7); % condição na parede lateral direita

elseif    y(i)<=dy_inf

    V(i)=U*((y(i))/(dy_inf))^(1/n); % condição na superfície sul

elseif    y(i)>=H-dy_sup

    yi=abs(y(i)-H);

    V(i)=U*(yi/dy_sup)^(1/7); % condição no tecto

end

end

fid = fopen('perfil.txt','wt'); % escrever o ficheiro .txt
fprintf(fid,'%f\n',V);
fclose(fid);

plot3(y,z,V, '.') % perfil de velocidade na entrada do túnel
ylabel ('Comprimento - L [m]')
xlabel ('Altura - H [m]')
zlabel ('U [m/s]')
AXIS([0 1 0 0.75 0 5])
Grid
Title('Perfil de Velocidade 3D')
legend('U [m/s]', 'Location', 'NorthEastOutside');

helpdlg('O ficheiro "perfil.txt" encontra-se na directoria corrente',...
    'Perfil de entrada - André Lopes');

fprintf('FIM\n');

end
```

Anexo III

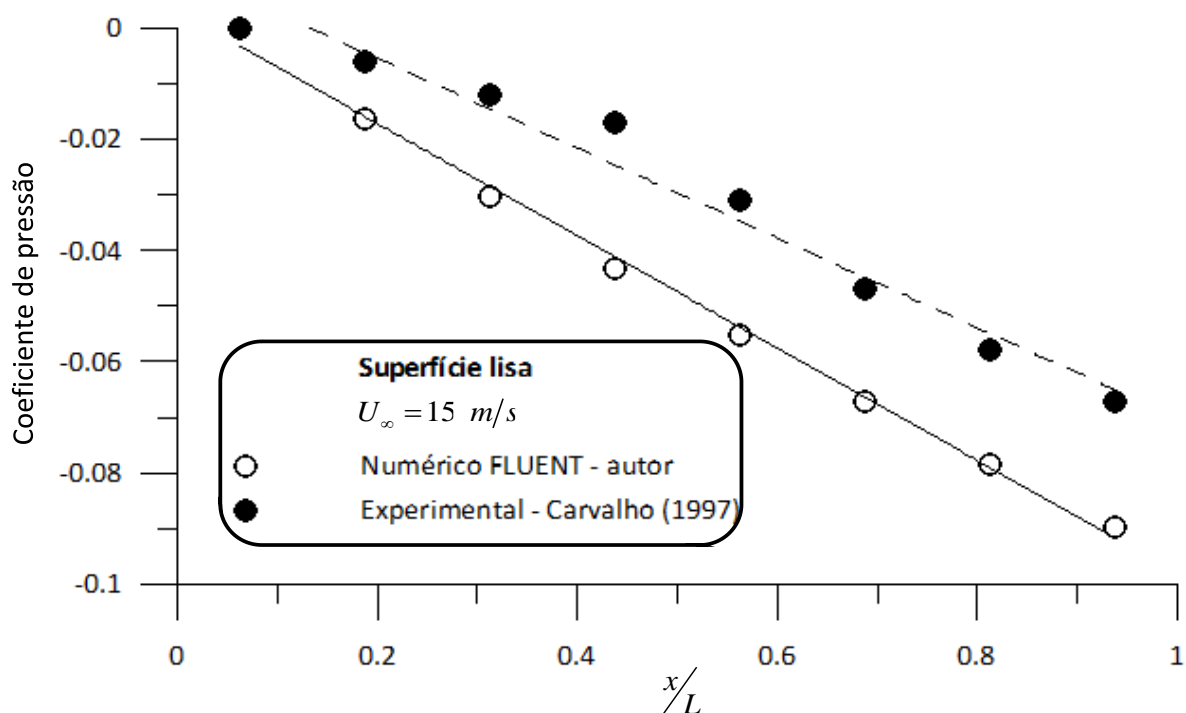


Figura A 2 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto horizontal.

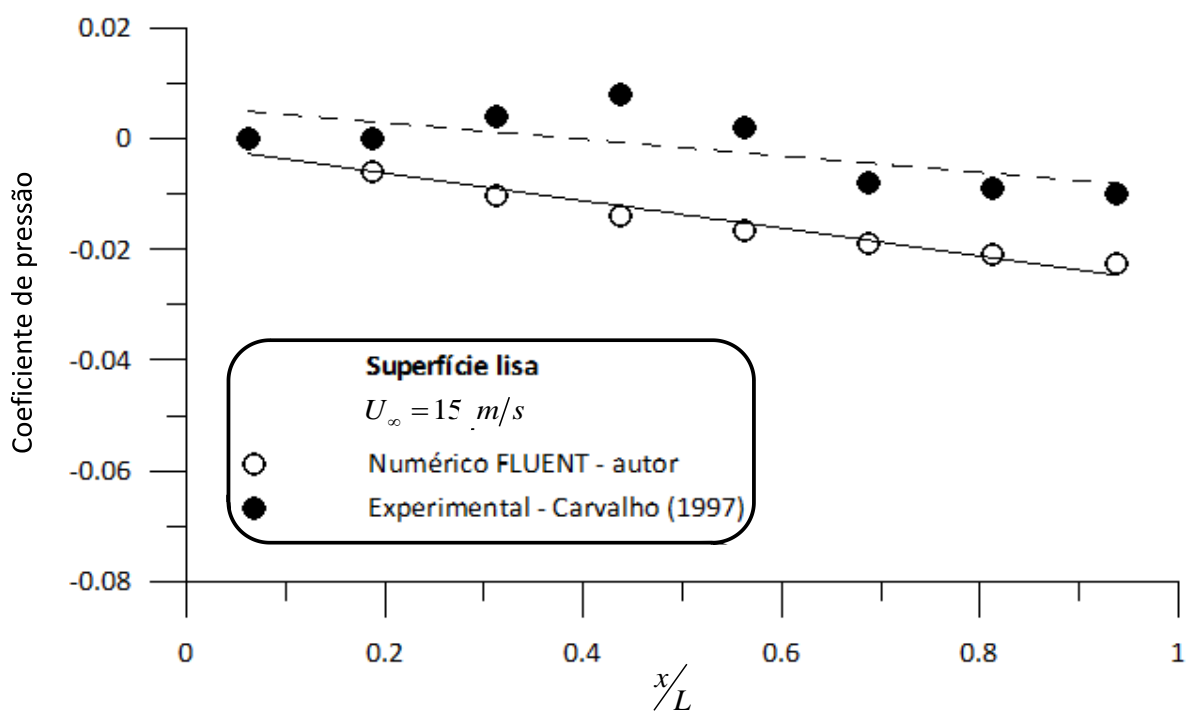


Figura A 3 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto inclinado 40mm , ao fim dos seus 8.940m de comprimento.

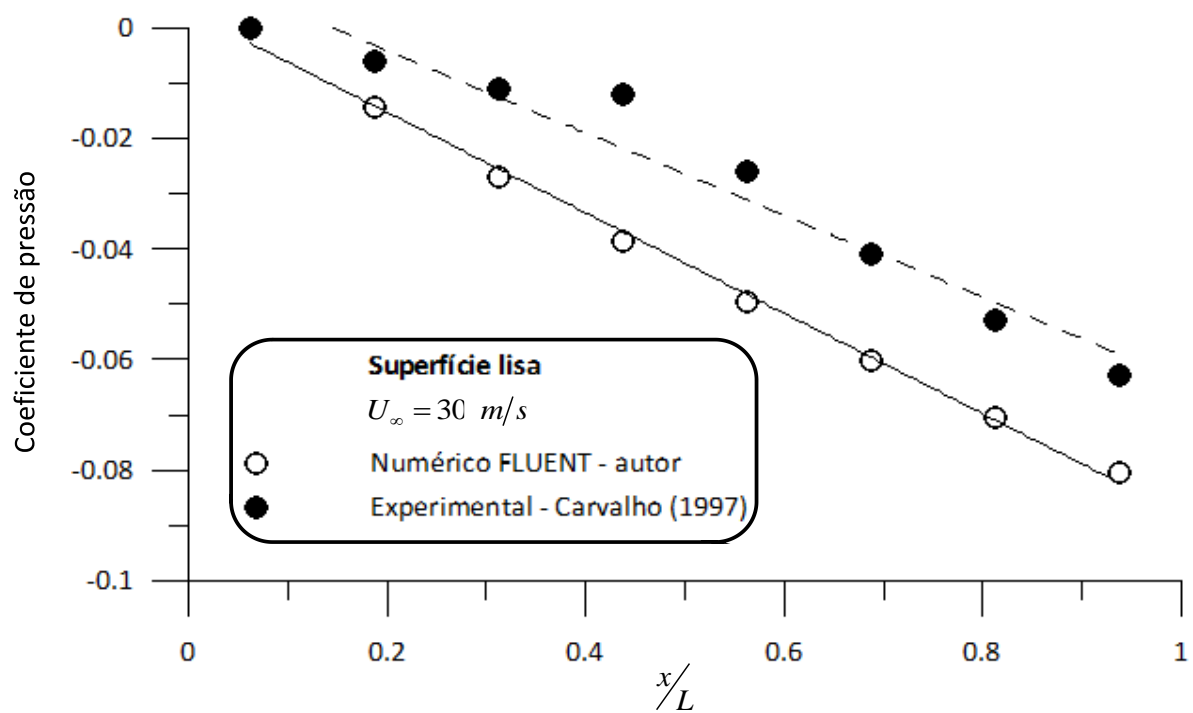


Figura A 4 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto horizontal.

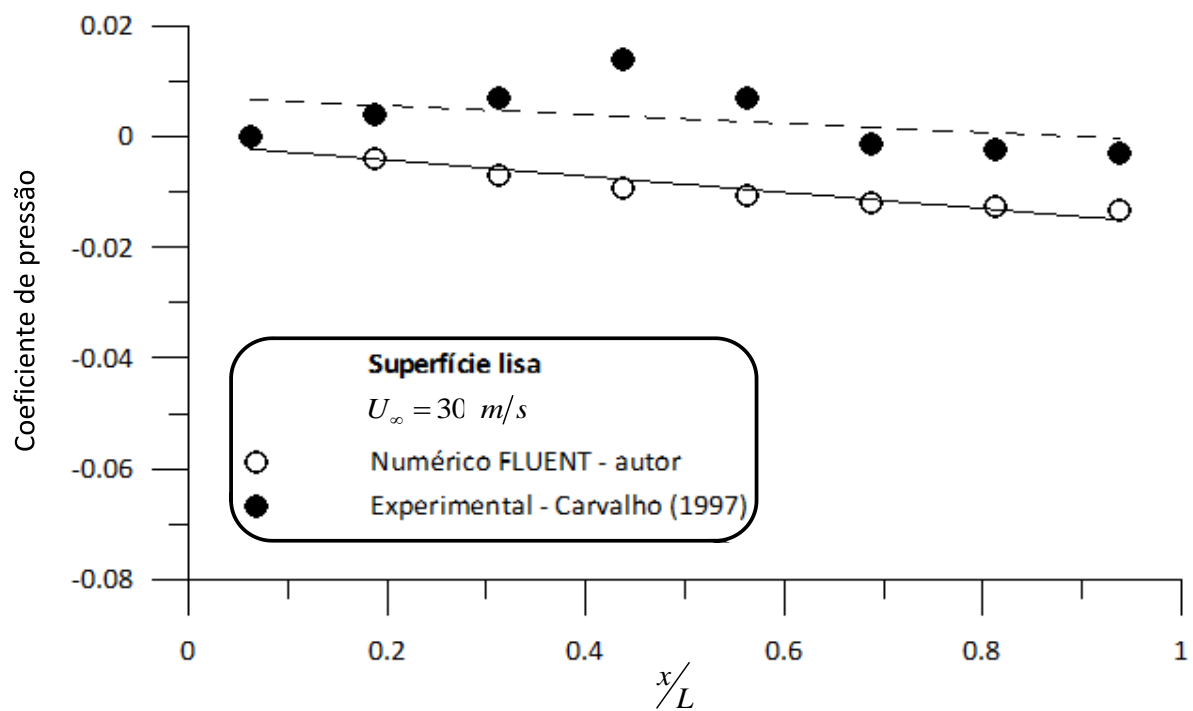


Figura A 5 - Evolução longitudinal da pressão estática com o túnel em vazio e tecto inclinado 40mm , ao fim dos seus 8.940m de comprimento.

Anexo IV

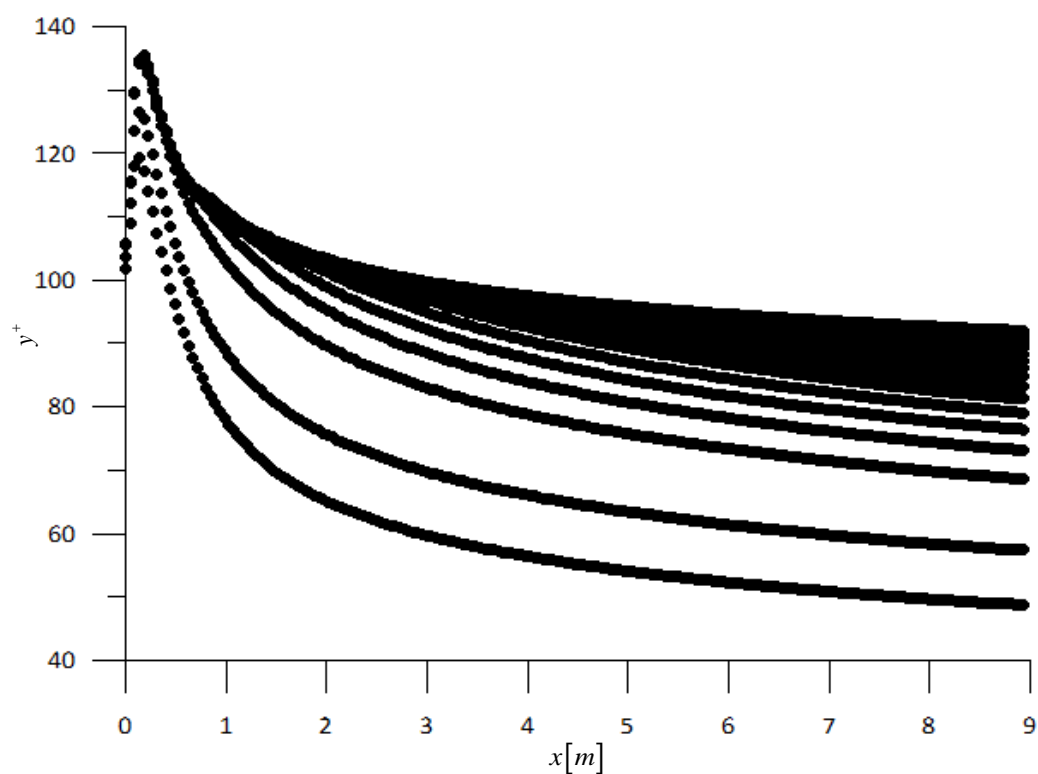


Figura A 6 – Evolução do parâmetro y^+ : superfície lisa, $U_\infty = 15 \text{ m/s}$.

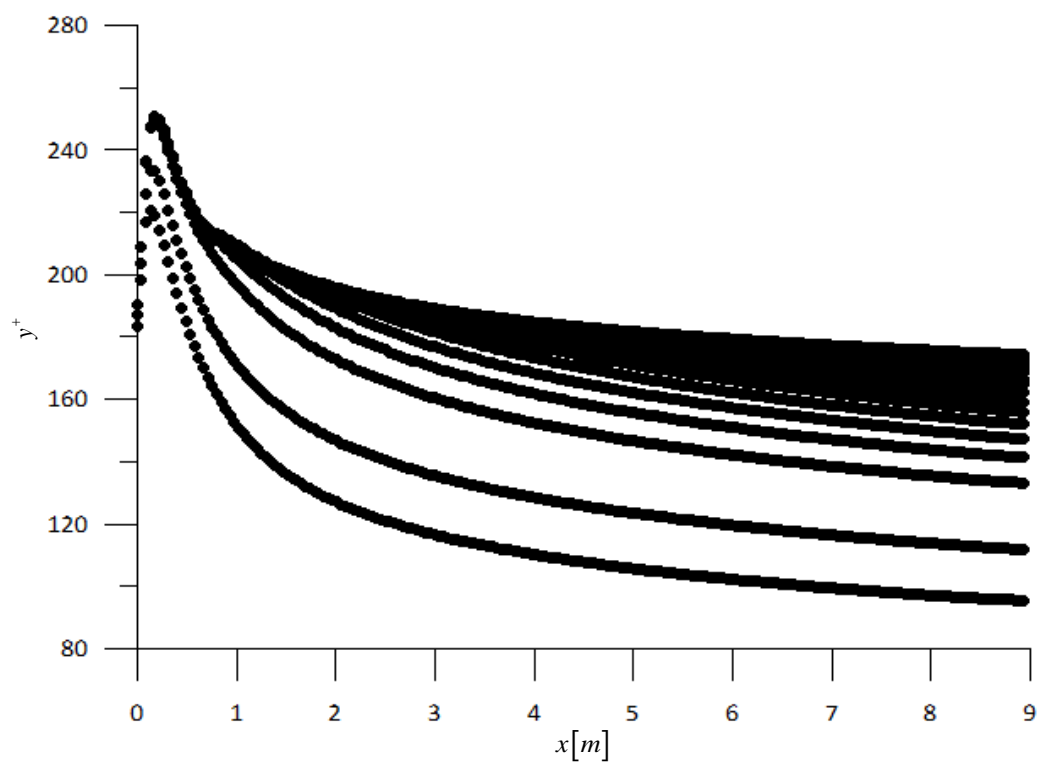


Figura A 7 – Evolução do parâmetro y^+ : superfície lisa, $U = 30 \text{ m/s}$

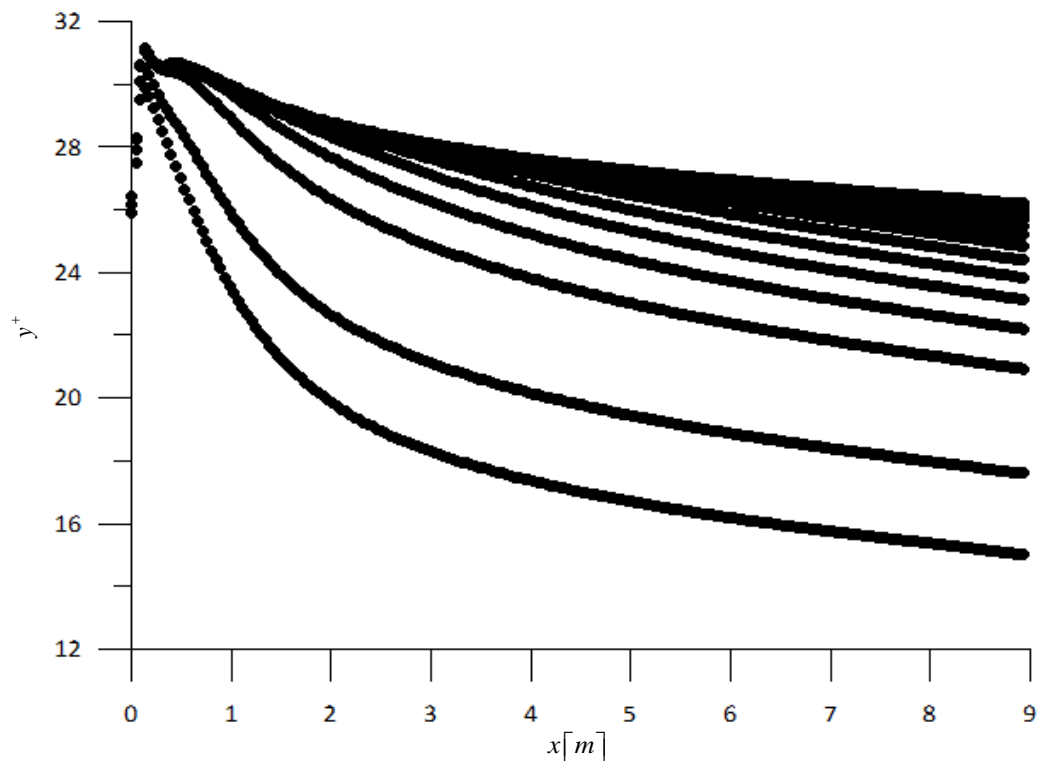


Figura A 8 – Evolução do parâmetro y^+ : superfície rugosa ($y_0 = 3mm$), $U_\infty = 4m/s$.

Anexo V

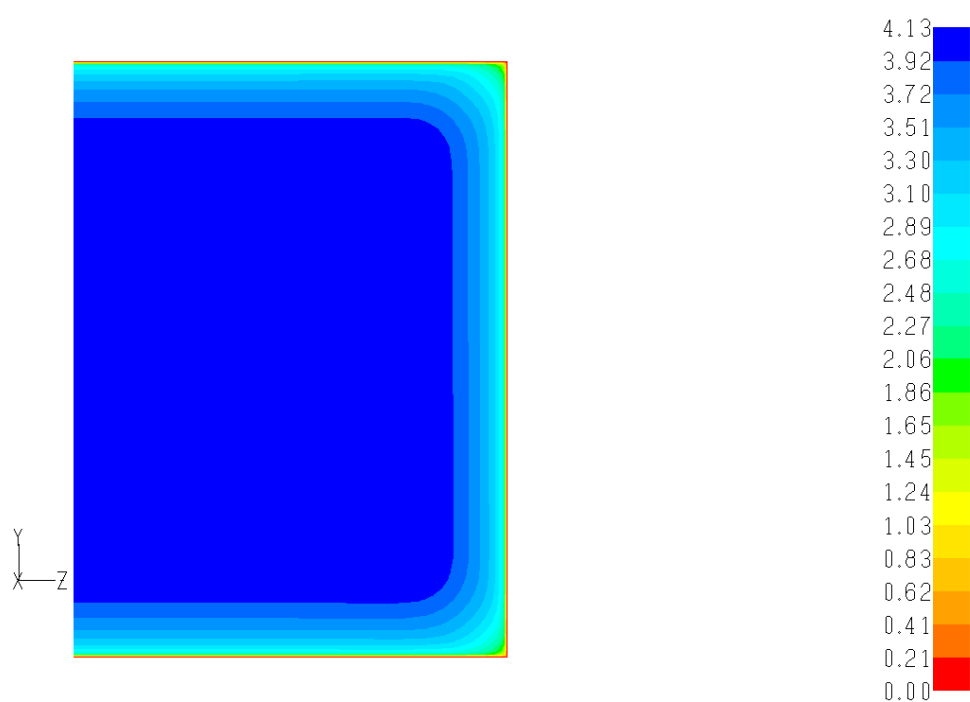


Figura A 9 – Variação de velocidade média na “secção de trabalho” – escoamento sobre superfície lisa e $U_{\infty} \approx 4 m/s$.

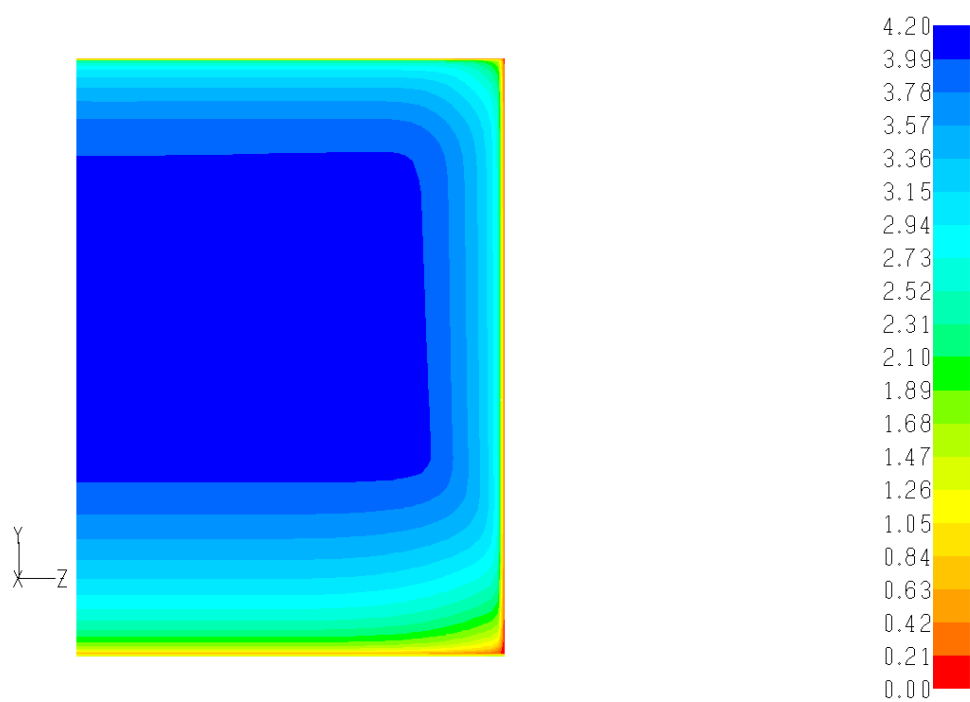


Figura A 10 - Variação de velocidade média na “secção de trabalho” – escoamento sobre superfície rugosa ($y_0 = 3 mm$) e $U_{\infty} \approx 4 m/s$.

Anexo VI

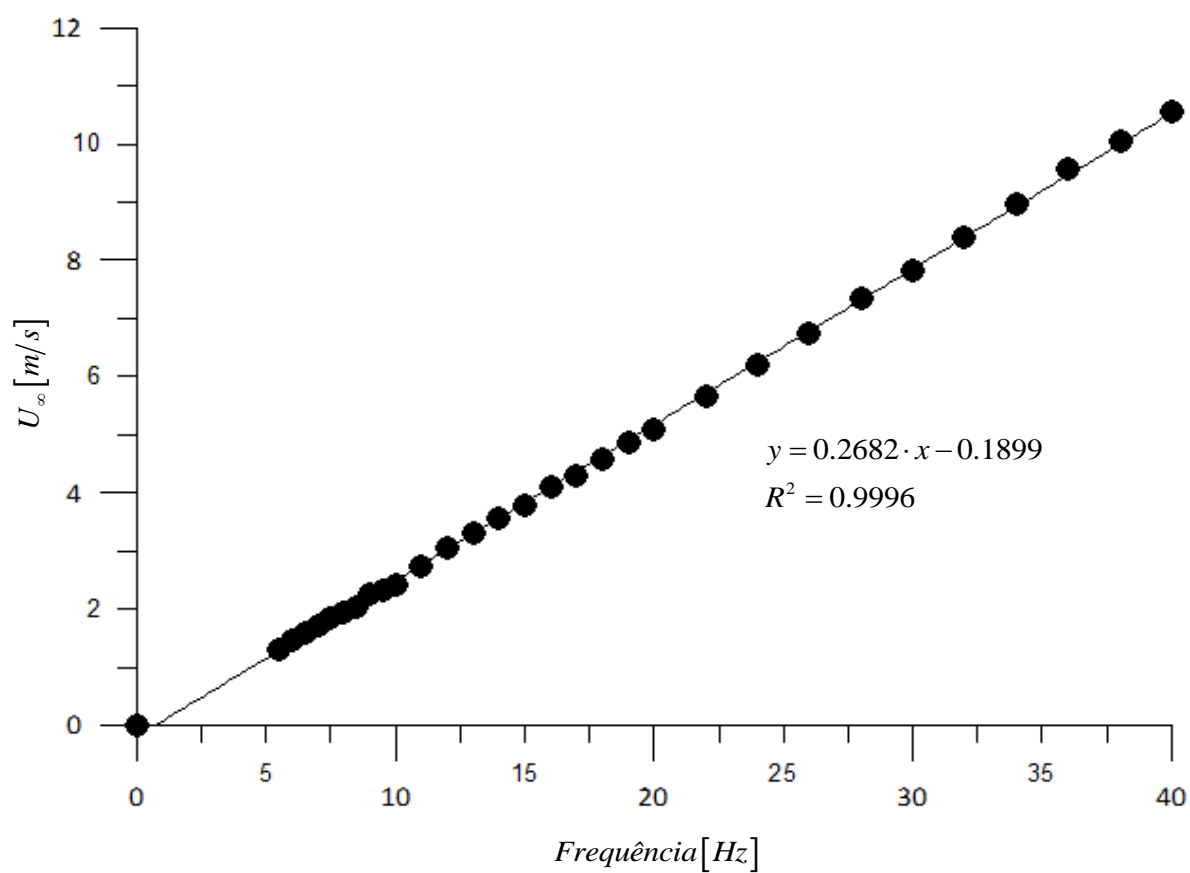


Figura A 11 - Curva do ventilador principal do túnel do DEMI da FCT-UNL, que correlaciona a frequência de funcionamento e a velocidade de entrada de ar na câmara de ensaios.

Anexo VII



Figura A 12 – *Slot NI SCXI –1112* de 8 entradas, para aquisição e amplificação de sinais analógicos provenientes de termopares.

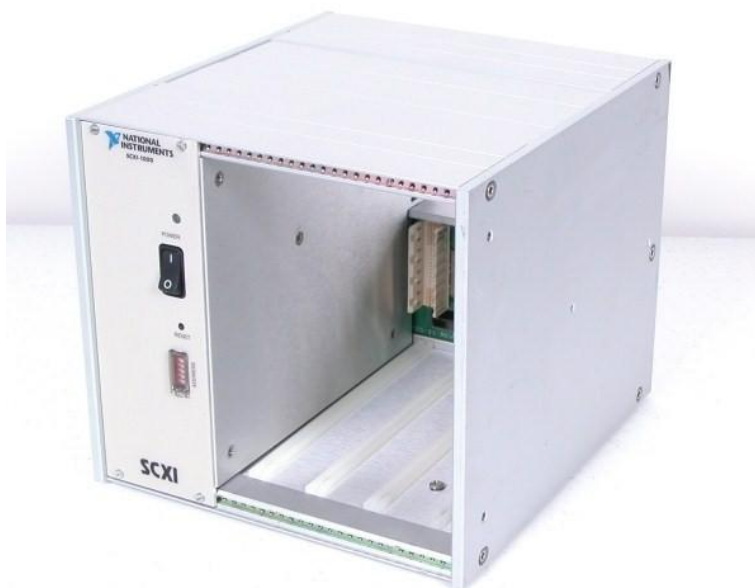


Figura A 13 – *Chassis NI SCXI –1000* com capacidade para instalação até 4 *slots*.



Figura A 14 – Placa *NI PCI MIO16E4*.

Anexo VIII

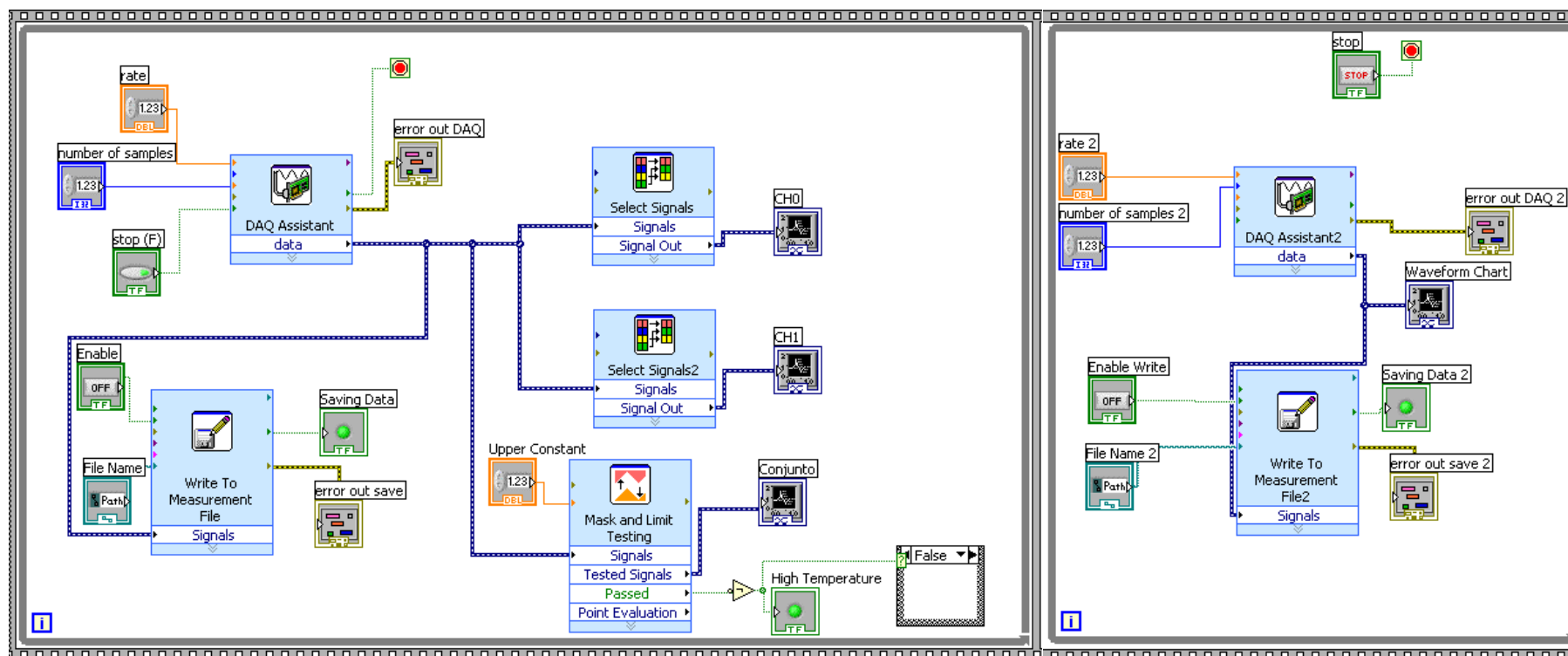


Figura A 15 – Diagrama de bloco programado pelo autor em LabVIEW, referente à aquisição dos dados de temperatura.

Anexo IX

Tabela A 1 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 2[mm]$, com o modelo a 0° .

Ensaio	$I[A]$	$V[V]$	$T_p = T_b[^\circ C]$	$T_i[^\circ C]$	$T_\infty[^\circ C]$	$P_t[W]$	$P_b[W]$	$P_r[W]$	$P_c[W]$	$h[W/(m^2 \cdot K)]$
1	1.32	177	147.7	79.0	26.2	233.6	1.6	2.2	229.9	58.2
2	1.22	165	150.0	81.5	25.6	201.3	1.6	2.2	197.5	48.9
3	0.78	105	146.7	86.9	25.3	81.9	1.4	2.1	78.4	19.9
4	1.06	142	144.6	83.5	25.2	150.5	1.4	2.1	147.1	37.9
5	0.66	88	144.4	87.9	25.9	58.1	1.3	2.1	54.7	14.2
6	0.95	128	145.4	85.8	26.3	121.6	1.4	2.1	118.2	30.5

Ensaio	$U_\infty[m/s]$	$U_{ref}[m/s]$	$T_f[^\circ C]$	Bi	Re	Nu	Gr	Pr	Ra	Gr/Re^2
1	10.04	8.09	87.0	0.0104	1.90E+04	94.9	2.46E+07	0.7	1.69E+07	0.07
2	7.83	6.31	87.8	0.0088	1.47E+04	79.4	2.49E+07	0.7	1.72E+07	0.11
3	2.05	1.65	86.0	0.0036	3.89E+03	32.4	2.49E+07	0.7	1.71E+07	1.64
4	5.1	4.11	84.9	0.0068	9.74E+03	62.0	2.48E+07	0.7	1.71E+07	0.26
5	1.3	1.05	85.2	0.0025	2.49E+03	23.3	2.45E+07	0.7	1.69E+07	3.97
6	3.78	3.04	85.9	0.0055	7.17E+03	49.9	2.45E+07	0.7	1.68E+07	0.48

Anexo IX

Tabela A 2 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 7[mm]$, com o modelo a 0° .

Ensaio	$I[A]$	$V[V]$	$T_p = T_b [^\circ C]$	$T_i [^\circ C]$	$T_\infty [^\circ C]$	$P_t [W]$	$P_b [W]$	$P_r [W]$	$P_c [W]$	$h[W/(m^2 \cdot K)]$
19	1.24	166.6	143.4	86.6	29.0	206.6	1.3	2.0	203.3	54.7
20	1.13	151.8	139.0	82.3	27.4	171.5	1.3	1.9	168.3	46.4
21	0.73	98.2	139.1	85.3	26.1	71.7	1.2	1.9	68.5	18.7
22	0.99	132	140.1	83.7	27.1	130.7	1.3	1.9	127.5	34.7
23	0.64	86.2	144.9	90.2	26.3	55.2	1.2	2.1	51.9	13.5
24	0.89	119.8	141.5	87.2	26.8	106.6	1.2	2.0	103.4	27.7

Ensaio	$U_\infty [m/s]$	$U_{ref} [m/s]$	$T_f [^\circ C]$	Bi	Re	Nu	Gr	Pr	Ra	Gr/Re^2
19	10.04	5.84	86.2	0.0098	1.38E+04	89.2	2.34E+07	0.7	1.61E+07	0.12
20	7.83	4.56	83.2	0.0083	1.09E+04	76.3	2.37E+07	0.7	1.63E+07	0.20
21	2.05	1.19	82.6	0.0033	2.86E+03	30.7	2.42E+07	0.7	1.67E+07	2.96
22	5.1	2.97	83.6	0.0062	7.08E+03	57.0	2.39E+07	0.7	1.64E+07	0.48
23	1.3	0.76	85.6	0.0024	1.79E+03	22.0	2.44E+07	0.7	1.68E+07	7.65
24	3.78	2.20	84.2	0.0050	5.23E+03	45.5	2.40E+07	0.7	1.66E+07	0.88

Anexo IX

Tabela A 3 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 2[mm]$, com o modelo a 45° .

Ensaio	$I [A]$	$V [V]$	$T_p = T_b [^\circ C]$	$T_i [^\circ C]$	$T_\infty [^\circ C]$	$P_t [W]$	$P_b [W]$	$P_r [W]$	$P_c [W]$	$h [W/(m^2 \cdot K)]$
7	1.22	164.0	149.6	88.4	27.5	200.1	1.4	2.2	196.5	49.5
8	1.13	152.0	149.3	90.4	27.3	171.8	1.3	2.2	168.2	42.4
9	0.75	100.0	147.4	92.3	26.2	75.0	1.3	2.1	71.6	18.2
10	1.00	134.0	150.1	92.2	27.0	134.0	1.3	2.2	130.5	32.6
11	0.65	87.0	145.5	88.5	25.7	56.6	1.3	2.1	53.2	13.7
12	0.89	120.0	149.0	93.4	26.1	106.8	1.3	2.2	103.3	25.9

Ensaio	$U_\infty [m/s]$	$U_{ref} [m/s]$	$T_f [^\circ C]$	Bi	Re	Nu	Gr	Pr	Ra	Gr/Re^2
7	10.04	8.09	88.6	0.0089	2.66E+04	113.6	2.42E+07	0.7	1.67E+07	0.03
8	7.83	6.31	88.3	0.0076	2.08E+04	97.4	2.43E+07	0.7	1.67E+07	0.06
9	2.05	1.65	86.8	0.0033	5.48E+03	41.9	2.46E+07	0.7	1.69E+07	0.82
10	5.10	4.11	88.6	0.0059	1.35E+04	74.8	2.44E+07	0.7	1.68E+07	0.13
11	1.30	1.05	85.6	0.0024	3.51E+03	31.6	2.47E+07	0.7	1.70E+07	2.01
12	3.78	3.04	87.6	0.0046	1.01E+04	59.5	2.47E+07	0.7	1.70E+07	0.24

Anexo IX

Tabela A 4 – Dados relativos aos ensaios experimentais realizados para a situação de rugosidade superficial $y_0 = 7[mm]$, com o modelo a 45° .

Ensaio	$I[A]$	$V[V]$	$T_p = T_b [^\circ C]$	$T_i [^\circ C]$	$T_\infty [^\circ C]$	$P_t [W]$	$P_b [W]$	$P_r [W]$	$P_c [W]$	$h[W/(m^2 \cdot K)]$
13	1.18	157.8	148.5	88.6	27.8	186.2	1.4	2.2	182.7	46.6
14	1.06	141.7	140.1	82.8	27.5	150.2	1.3	1.9	147.0	40.2
15	0.67	89.9	130.8	82.4	26.8	60.2	1.1	1.7	57.4	17.0
16	0.88	118.4	129.5	81.2	26.2	104.2	1.1	1.7	101.4	30.2
17	0.61	82.3	139.7	88.1	26.5	50.2	1.2	1.9	47.1	12.8
18	0.83	111.0	139.6	87.5	26.8	92.1	1.2	1.9	89.0	24.3

Ensaio	$U_\infty [m/s]$	$U_{ref} [m/s]$	$T_f [^\circ C]$	Bi	Re	Nu	Gr	Pr	Ra	Gr/Re^2
13	10.04	5.84	88.1	0.0084	1.93E+04	107.1	2.41E+07	0.7	1.66E+07	0.06
14	7.83	4.56	83.8	0.0072	1.53E+04	93.2	2.37E+07	0.7	1.63E+07	0.10
15	2.05	1.19	78.8	0.0030	4.12E+03	39.9	2.33E+07	0.7	1.61E+07	1.38
16	5.10	2.97	77.9	0.0054	1.03E+04	71.1	2.35E+07	0.7	1.62E+07	0.22
17	1.30	0.76	83.1	0.0023	2.56E+03	29.8	2.41E+07	0.7	1.66E+07	3.68
18	3.78	2.20	83.2	0.0044	7.43E+03	56.4	2.39E+07	0.7	1.65E+07	0.43

Anexo X

Analogia entre os resultados obtidos experimentalmente à escala e um exemplo tipo de edifício de dimensões reais. Comparação entre as posições angulares extremas, relativamente à direcção de vento incidente.

Características do edifício:

- Geometria prismática;
- Altura de $30m$;
- Aresta da base de $10m$;
- Temperatura interior (uniforme), $T = 22^{\circ}C$;
- Localizado em centro urbano.

Características do vento atmosférico:

- Velocidade média (de referência), $15m/s$;
- Temperatura ambiente, $T_{\infty} = 18^{\circ}C$;

$$\rightarrow T_f = 20^{\circ}C \Rightarrow \lambda_f = 0.0257 W/(m \cdot K) \quad e \quad \nu = 15.11 \times 10^{-6} m^2/s$$

Situação 1: Posição angular de 0° .

$$L_c = 10m$$

$$Re = 9.93 \times 10^6$$

Com base na equação **Equação (3.23)**: $Nu = 8046.9$

Ficando, $h_c = 20.7 W/(m^2 \cdot K)$.

Situação 2: Posição angular de 45° .

$$L_c = 14.14\,m$$

$$Re = 1.40 \times 10^7$$

Com base na equação **Equação (3.25)**: $Nu = 7122.5$

Ficando, $h_c = 12.9\,W/(m^2 \cdot K)$.